PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 3. 1. Februar 1904. 5. Jahrgang.

Redaktionsschluss für No. 4 am 3. Februar 1904.

INHALT.

	Seite
An unsere Leser	65
Brechung: Beobachtung der Helligkeitsabnahme durch —, v. A. Schmidt	67
Bunseniana. (B.)	87
Christen, T., Das Gesetz der Translation des Wassers in regelmässigen Kanälen, Flüssen und Röhren. (B.)	87
Elektrodenlose Ringströme: Über —, v. J. Härdén	74
Elektronen: Die neueren Forschungen über Ionen und —, v. G. Mie. (B.)	88
Flammen: Die Erscheinung der Ionisation in —, v. F. L. Tufts	76
— Theoretische Bemerkungen z. Ionisation in —, v. J. Stark	83
Flimmerphotometrie: Das Problem der —, v. H. Krüss	65
Härdén, J., Über elektrodenlose Ringströme	74
— Induktion im Vakuum	75
Helligkeitsabnahme: Beobachtung der — durch Brechung, v. A. Schmidt	67
Induktion im Vakuum, v. J. Härdén	75
Ionen: Die neueren Forschungen über — und Elektronen, v. G. Mie. (B.)	88
Ionisation: Die Erscheinung der — in Flammen, v. F. L. Tufts	76
— Theoretische Bemerkungen zur — in Flammen, v. J. Stark	83
Krüss, H., Das Problem der Flimmerphotometrie	65
Lichtbogen: Zündung des — an Metalloxyden, v. J. Stark	81
Lieben, R. v., Bemerkungen zur „Polarisation der Röntgenstrahlung"	72
Magini, R., Die ultravioletten Strahlen und die stereochemischen Isomeren	69
Metalloxyde: Zündung des Lichtbogens an —, v. J. Stark	81
Mie, G., Die neueren Forschungen über Ionen und Elektronen. (B.)	88
Personalien	88
Pflüger, A., Über den Nachweis Schumannscher ultravioletter Strahlen (Wellenlänge kleiner als 186 $\mu\mu$) mittels der Thermosäule	71
Photometrie: Das Problem der Flimmer- —, v. H. Krüss	65
Pisa: Mitteilungen aus dem physikal. Institute der Universität —. No. 18	69
Polarisation: Bemerkungen zur — der Röntgenstrahlung, v. R. v. Lieben	72
Ringströme: Über elektrodenlose —, v. J. Härdén	74
Röntgenstrahlung: Bemerkungen zur Polarisation der —, v. R. v. Lieben	72
Schmidt, A., Beobachtung der Helligkeitsabnahme durch Brechung	67
Stark, J., Zündung des Lichtbogens an Metalloxyden	81
— Theoretische Bemerkungen zur Ionisation in Flammen	83
Stereochemische Isomeren: Die ultravioletten Strahlen und die —, v. R. Magini	69
Stuchtey, C., Über geschichtete Entladung im Wasserstoff bei Atmosphärendruck. (Berichtigung)	88
Thermosäule: Über den Nachweis Schumannscher ultravioletter Strahlen (Wellenlänge kleiner als 186 $\mu\mu$) mittels der —, v. A. Pflüger	71
Tufts, F. L., Die Erscheinung der Ionisation in Flammen	76
Ultraviolett: Die — Strahlen u. die stereochemischen Isomeren, v. R. Magini	69
— Über den Nachweis Schumannscher — Strahlen (Wellenlänge kleiner als 186 $\mu\mu$) mittels der Thermosäule, v. A. Pflüger	71
Vakuum: Induktion im —, v. J. Härdén	75
Wasser: Das Gesetz der Translation des — in regelmässigen Kanälen, Flüssen und Röhren, v. T. Christen. (B.)	87

An unsere Leser!

Von dem vorliegenden Hefte ab werden wir den Inhalt der Einzelhefte, wie oben, in der Form eines alphabetischen Sach- und Autorenregisters bringen, von der gleichen Anordnung, wie wir sie bisher bei dem Inhaltsverzeichnis der fertigen Jahrgänge verwendet haben. Wir hoffen, durch diese Neuerung unseren Lesern die Übersicht über die von uns gebrachte Litteratur sowie ihre ökonomische Benutzung wesentlich zu erleichtern.

Redaktion und Verlag der Physikalischen Zeitschrift.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Das Problem der Flimmerphotometrie.

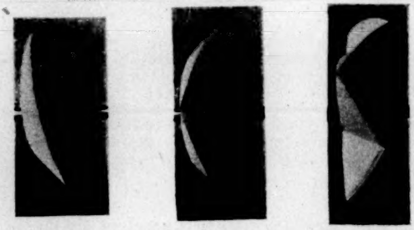
Von Hugo Krüss.

Der Gedanke Ogdon N. Roods[1]), welcher der Flimmerphotometrie zu Grunde liegt, hat ein grosses technisches, aber daneben auch ein physiologisches Interesse. Es ist die Eigenschaft des Auges, welche man seit Plateau mit der Dauer des Lichteindrucks bezeichnet, in der neuen photometrischen Methode verwertet worden. Eine Fläche wird abwechselnd durch die beiden miteinander in Bezug auf ihre Helligkeit zu vergleichenden Lichtquellen beleuchtet. Geschieht der Wechsel in Zeiträumen, die länger sind, als die Dauer des Lichteindruckes, so hat das die Fläche betrachtende Auge den in der physiologischen Optik als „Flimmern" bezeichneten Eindruck. Das Flimmern kann zum Verschwinden gebracht werden, natürlich durch Beschleunigung des Wechsels, aber auch dadurch, dass die Beleuchtungsstärken, welche die beiden Lichtquellen auf der Fläche hervorrufen, gleich gemacht werden. Das ist das Prinzip des Flimmerphotometers. Bei demselben muss der Wechsel in der Beleuchtung also etwa 10—16 mal in der Sekunde stattfinden und sodann auf irgend eine der auch sonst in der Photometrie üblichen Weisen

1) On the photometry of differently coloured lights and the „Flicker"photometer. Phys. Review **3**, 241, 1893. Diese Zeitschrift **1**, 269, 1900.

die beiden Beleuchtungsstärken gleichgemacht werden; als Kriterium, dass die Einstellung erreicht ist, dient das Aufhören des Flimmerns.

Die verschiedenen instrumentellen Anordnungen zur Flimmerphotometrie stimmen fast alle darin überein, dass entweder durch einen mit einer Öffnung versehenen, hin und her beweglichen Blendschirm oder durch rotierende Scheiben mit sektorenartig angeordneten Löchern abwechselnd die eine oder die andere Lichtquelle von der Bestrahlung des Photometerschirmes abgeblendet wird. Ich habe in letzter Zeit eine einfachere Vorrichtung konstruiert, welche durch die in der Figur abgebildeten Körper veranschaulicht wird. Der Rand einer um ihre Achse rotierenden Scheibe ist unter 45° gegen die Scheibe geneigt und zwar abwechselnd nach der einen und nach der anderen Seite. Dieser Wechsel ist kein plötzlicher, sondern ein kontinuierlicher. Die Grenze zwischen den beiden Neigungsflächen erreicht denselben Rand der Scheibe beim Körper I nach 360°, bei II nach 180° und bei III nach 90°. Die Drehungs-



I II III

geschwindigkeit muss demgemäss bei I am grössten, bei III am kleinsten sein, letztere eignet sich deshalb am besten zum Handbetrieb. Diese Körper werden zwischen die beiden zu vergleichenden Lichtquellen auf die optische Bank gebracht; das senkrecht zur Achse auf den Scheibenrand blickende Auge sieht in passendem Wechsel die beiden von je einer der beiden Lichtquellen beleuchteten geneigten weissen Flächen.

Auf die instrumentelle Anordnung soll hier jedoch nicht weiter eingegangen werden; der Zweck dieser Zeilen ist, auf einige noch offene Fragen hinzuweisen, welche bei der Beschäftigung mit dieser neuen Methode sich vordrängen.

Zunächst ist die auch schon von Helmholtz[1]) registrierte Thatsache zu verzeichnen, dass die Geschwindigkeit des Wechsels zwischen den beiden Lichteindrücken um so grösser sein muss, je heller die Beleuchtung ist. Da die Dauer des Lichteindruckes doch wohl um so länger ist, je intensiver der Eindruck ist, sollte man auf den ersten Blick meinen, dass die Wechselgeschwindigkeit bei grösserer Intensität langsamer sein müsse als bei geringerer. Offenbar liegt die Sache aber so, dass man um so deutlicher den Wechsel zwischen den beiden Beleuchtungen empfindet, je heller es ist; Helmholtz fand thatsächlich bei Lampenlicht eine Frequenz von 24, bei Mondlicht eine solche von 10 als erforderlich, um bei Wechsel von Schwarz und Weiss eine kontinuierliche Empfindung hervorzubringen. Jedenfalls kommt hier aber auch noch die für verschieden grosse absolute Helligkeiten auch verschieden starke Unterscheidungsempfindlichkeit des Auges gegenüber Helligkeitsunterschieden in Betracht. Eine vollständige Klärung dieser Verhältnisse steht noch dahin.

1) Physiol. Optik 1867, 344.

Das Hauptproblem der Flimmerphotometrie beruht aber in folgendem. Bei Vergleichung zweier gleichfarbiger Lichtquellen kann man wohl ohne weiteres zugeben, dass das Aufhören des Flimmerns stattfindet, wenn beiderseits die gleiche Flächenhelligkeit erzeugt wird, dass man also mit dem Flimmerphotometer richtige Helligkeitsmessungen zu machen imstande ist. Diese Methode erhebt aber den Anspruch, dass dasselbe auch für verschiedenfarbiges Licht gilt, ja dass sie unabhängig von der Farbe sei.[1]) Von den begeisterten Anhängern der Flimmerphotometrie wird sogar behauptet, es höre beim Flimmern der Eindruck von Farbe überhaupt auf; das ist natürlich ein Irrtum, denn dann wären ja alle Experimente mit dem Farbenkreisel unmöglich. Es entsteht nichts anderes als die Mischfarbe und diese ist z. B. beim Vergleich der rötlichen Flamme der Hefnerlampe mit der grünlichblauen des Gasglühlichtes fast weiss.

Wäre aber in der That die Flimmerphotometrie unabhängig von der Farbe, so wäre das ein nicht hoch genug zu schätzender Vorteil. Wie solches aber bewiesen werden soll, ist mir vollkommen unbegreiflich. Man könnte ja auf den Gedanken kommen, eine Kurve der „Flimmeräquivalenz"[2]) für das Sonnenspektrum herzustellen und diese Kurve mit den bekannten Intensitätskurven zu vergleichen. Diese letzteren kann ich aber nicht als zutreffend anerkennen. Eine Energiekurve erfüllt den Zweck nicht, denn Energie der Ätherschwingung ist etwas anderes als Empfindungsstärke der Netzhaut; auch die physiologisch gewonnenen Intensitätskurven — Fraunhofers Vergleich der Spektralfarben mit Öllampenlicht, Vierordts Zumischung von weissem Licht, Crovas Sehschärfebestimmung in verschiedenen Farben — sind mit Misstrauen zu betrachten. Es giebt

1) Whitman, Photometric method which is independent of colour. Am. Journ. of sc. 46, 173, 1896.

2) O. Polimanti in J. v. Kries, Abhdlgen. z. Physiol. der Gesichtsempfindungen 1902, 2. Heft, S. 83.

eben kein einheitliches physiologisches Mass für Licht von verschiedener Wellenlänge.

Zu beachten sind hier allerdings die Versuchsergebnisse Polimantis. Er bestimmte die Flimmeräquivalenz für die verschiedenen Stellen des Spektrums eines Triplexbrenners im Vergleich zum Tageslicht. Die so erhaltene Kurve stimmt mit der Kurve der Peripheriewerte, welche er ebenfalls ermittelte, überein, nicht aber mit den Kurven der Dämmerungswerte. Letzteres könnte schon bedenklich machen, aber die erstere Beobachtung bringt die Frage auch nicht viel weiter. An der Peripherie der Netzhaut sind die Zapfen sehr sparsam vorhanden, die Stäbchen vorherrschend. Nach der Hypothese von v. Kries vermitteln die Zapfen die Farbenempfindung, die Stäbchen sind farbenblind, bei geringer (Dämmerungs-) Beleuchtung fungieren nur die Stäbchen. Es müssten also eigentlich Dämmerungswerte und Peripheriewerte miteinander übereinstimmen.

Bei der Anwendung der Flimmerphotometrie ist aber im allgemeinen keine Dämmerungsbeleuchtung vorhanden. — Ausserdem aber wird dabei nicht an der Peripherie des Gesichtsfeldes beobachtet, sondern es wird der Photometerschirm oder die Randfläche meiner oben skizzierten Flimmerkörper fixiert; das Bild fällt also auf die Fovea centralis in die Mitte der Macula lutea und hier sind überhaupt keine Stäbchen vorhanden, sondern nur dicht gedrängt stehende Zapfen. Diese anatomische Verschiedenheit macht es unmöglich, die Kurve der Peripheriewerte mit derjenigen der Flimmerwerte zu vergleichen. Da aber ferner gerade die farbenempfindlichen Zapfen bei der Flimmerphotometrie in Thätigkeit treten, so kann von einer Unabhängigkeit von der Farbe oder einer Unempfindlichkeit gegen die Farbe nicht dabei die Rede sein.

Neben dieser Hauptfrage, von deren Lösung die allgemeine Gültigkeit flimmerphotometrischer Ergebnisse im Sinne von Helligkeitsmessungen wesentlich abhängt, hat sich mir bei meinen Beobachtungen noch eine Thatsache aufgedrängt, für welche ich bislang keine Erklärung und keine ähnlichen Beobachtungen gefunden habe.

Lässt man die Beleuchtungen durch zwei verschiedenfarbige Lichtquellen, z. B. durch die Hefnerlampe und einen Gasglühlichtbrenner sehr langsam wechseln, so unterscheidet man deutlich die Aufeinanderfolge eines rötlichen und eines bläulichen Streifens mit schwach verwaschener Grenze zwischen beiden. Steigert man dann die Drehungsgeschwindigkeit, so wird es allmählich immer schwerer, die beiden verschiedenen Färbungen voneinander zu unterscheiden, sehr bald lösen sie sich scheinbar ineinander auf, bei weiterer leichter Steigerung der Schnelligkeit hört die Empfindung verschiedener Färbung überhaupt auf, man hat den Eindruck der Mischfarbe und in ihr findet noch ein Helligkeitswechsel, ein Flimmern statt; erst bei weiter gesteigerter Schnelligkeit verschwindet auch dieser. Physiologisch höchst interessant ist es also, dass bei weit geringerer Wechselzahl als bei solcher, wo überhaupt eine kontinuierliche Wahrnehmung eintritt, bereits die Unterscheidung der Einzelfarbe aufhört und der Eindruck der Mischfarbe entsteht. Anders ausgedrückt, würde dieses so lauten, dass die Dauer des Farbeneindruckes kürzer ist, als die Dauer des Lichteindruckes überhaupt. Auch die Erklärung dieser Nebenfrage ist für die Technik der Flimmerphotometrie von Bedeutung.

(Eingegangen 28. Dezember 1903.)

Beobachtung der Helligkeitsabnahme durch Brechung.

Von A. Schmidt.

In vier Einsendungen des vorigen Jahrganges dieser Zeitschrift[1]) habe ich im Interesse der Sonnenphysik den Satz bewiesen und verteidigt, dass beim Lichtübergang vom dichteren ins dünnere Mittel eine Helligkeitsverminderung eintrete im Verhältnis $n^2 \cos^2 \beta : \cos^2 \alpha$. Meine ersten Ausführungen, welche sich nur auf den Spezialfall einer dünnen brechenden Schicht über einer leuchtenden ebenen Fläche bei grosser Entfernung des Auges stützten, waren dem Widerspruche[2]) eines Astronomen begegnet, dessen theoretische Deduktion zu dem Schlusse kam, dass die Helligkeitsabnahme von der Richtung der Strahlen unabhängig, also keine Funktion des Einfalls- bezw. Brechungswinkel β und α sei und nur durch den Brechungsindex bestimmt werde nach dem Verhältnis $n^2 : 1$.

Dieses abweichende Ergebnis war die Folge zweier ungerechtfertigter Voraussetzungen, 1. der Voraussetzung, dass bei der Brechung ein vollständiger Übergang der Lichtenergie von einem Mittel ins andere erfolge, 2. der Voraussetzung kollinearer Beziehung zwischen Objekt und Bild, vermöge welcher zu jedem Flächenelement am Orte des Objektes oder am Orte des Auges ein genau bestimmter Raumwinkel je am anderen Orte gehören müsste, unter welchem ein Auge das Flächenelement des anderen Ortes sehen würde.

Bei der Ablehnung dieser Voraussetzungen für die Emission des Sonnenlichtes habe ich versäumt, eine kurz vor meiner ersten Veröffentlichung gleichfalls in dieser Zeitschrift er-

1) Diese Zeitschr. **4**, 282, 341, 453, 476, 1903.
2) H. Seeliger: Diese Zeitschr. **4**, 343, 1903.

schienene Abhandlung[1]) eines Physikers zu berücksichtigen, welche aus denselben Voraussetzungen einen „allgemeinen Satz der geometrischen Optik" ableitet, natürlich ohne Beziehung auf die nachher von mir ins Auge gefasste Frage der Helligkeit der Sonnenscheibe. Der Autor, Herr Professor Straubel, hatte die Liebenswürdigkeit, selbst mir seine Arbeit zu denunzieren und ich ergreife daher, bevor ich auf meinen Hauptgegenstand eingehe, gerne die Gelegenheit, die Allgemeinheit jener Ausführungen auf die durch die Voraussetzungen gesteckten Grenzen zu beschränken.

Zwei von demselben Punkte ausgehende oder nach demselben Punkte konvergierende Strahlen nehmen infolge der Brechung beim Übergange von einem in ein anderes optisches Mittel im allgemeinen (da sie im allgemeinen verschiedene Einfallsebenen haben) zwei zueinander windschiefe Richtungen an, konvergieren also nach der Brechung nicht mehr nach einem Punkte, sie sind astigmatisch. Macht man nun mit Herrn Straubel die Voraussetzung, dass alle sehr kleinen ebenen Büschel bei der Brechung eben bleiben, so wird, da es in der Ebene keine windschiefen Strahlen giebt, der Astigmatismus von der Untersuchung ausgeschlossen. Es lässt sich wohl keine treffendere Form denken, die geometrisch-optische Untersuchung der für die Theorie der optischen Instrumente so wichtigen homozentrisch bleibenden Strahlenbüschel auf diese Büschel zu beschränken, als diese Form der Einführung der Kollinearitätsbedingung. Jedes lineare Gebilde des Objektes lässt sich in geradlinige Elemente zerlegen. Jedes dieser Elemente sendet nach jedem beliebigen Raumpunkt ein ebenes Strahlenbüschel. Je eines dieser ebenen Büschel wird so gebrochen, dass, falls es eben bleibt, die Spitze des gebrochenen Büschels ins Auge des Beobachters fällt, und dass auf der Bildfläche ein Linienelement als Bild entsteht. Jedem Linienzug des Objektes (z. B. auch dem Rande) entspricht so ein scharfer Linienzug des Bildes, jedem Schnitt zweier Linien des Objektes ein solcher des Bildes, es besteht Kollinearität. Eine andere Form der Bedingung, dass die erzeugten Bilder von Astigmatismus frei seien, ist die: $\cos\alpha = \cos\beta$, d. h. die Winkel α und β müssen so klein sein, dass ihre zweiten und höheren Potenzen vernachlässigt werden können. In diesem Falle führt auch mein Helligkeitsgesetz auf das Verhältnis $n^2:1$.

Semper aliquid haeret. Theoretischer Widerspruch, besonders in subtilen Fragen und von autoritativer Seite ausgehend lässt trotz seiner Nichtberechtigung einen Rest des Zweifels zurück. Die Hauptentscheidung liegt beim Experiment.

1) R. Straubel: Diese Zeitschr. **4**, 114, 1902.

Ich hatte letzten Sommer wiederholt Gelegenheit, den von Professor Hergesell auf dem Bodensee angestellten meteorologischen Versuchen mit Drachen beizuwohnen. In der durch die Graf Zeppelinschen Luftschiffversuche bekannt gewordenen Bucht von Manzell führt ein längerer Landungssteg über das seichte Wasser des Ufers in den See hinein. Hier fand ich eine willkommene Gelegenheit, in Anwesenheit physikalisch gebildeter Zeugen die Frage zu entscheiden, ob die Helligkeit des Seegrundes mit der Sehrichtung sich ändere oder nicht. Die deutlichsten Wahrnehmungen der Abnahme der Helligkeit mit der Abweichung der Sehrichtung (Brechungswinkel α) von der Vertikalrichtung zeigte das tiefere Wasser. Hier musste aber die mit der Weglänge der Strahlen wachsende Absorption eine wesentliche Rolle spielen. Viel unauffälliger und langsamer erfolgte die Helligkeitsabnahme an den seichten Stellen, so dass zunächst die Sicherheit des Urteils durch die mit der Schiefe der Sehrichtung wachsende Helligkeit des Oberflächenreflexes, welcher das Bild des Grundes mehr und mehr verdeckte, getrübt wurde. An einem Tage aber mit gleichmässig bedecktem Himmel und glatter Seefläche führte ich meine Zeugen an eine Stelle des Steges, wo ein grosser Quader im See lag, nur am Fusse von wenigen Centimeter klaren Wassers bespült. Der graue Stein beschirmte die vor ihm liegende Seefläche, so dass das unter 70—80° mit der Vertikalen nach dem Seegrund sehende Auge durch kein von der Oberfläche reflektiertes Bild des Himmels gestört wurde. Die Aufstellung des Beobachters konnte so gewählt werden, dass es genügte, sich zu bücken, um die deutlichen Bilder der Steine des Kiesgrundes im Dunkeln verschwinden zu lassen.

Dieses Experiment ohne Apparate, das an jedem seichten Ufer wiederholt werden kann, lässt zwei Thatsachen zweifellos erkennen: 1. dass allein infolge der Brechung die Helligkeit der Bilder des Grundes mit wachsender Abweichung von der senkrechten Richtung abnimmt, 2. dass diese mit zunehmendem Winkel erfolgende Abnahme einen erheblich grösseren Gradienten besitzt bei grossem als bei kleinem Winkel. So verlangt es das von mir hergeleitete Gesetz.

Dem etwa erhobenen Einwande gegenüber, dass der Versuch mit Wasser den Fall unstetiger Brechung betreffe, während bei der Brechung in der Sonnenatmosphäre es sich um eine stetige Brechung in stetig veränderlichem Mittel handle, berufe ich mich auf den in der zweiten der vorjährigen Einsendungen gelieferten Nachweis, dass die Vogelschen Messungen sich dem aufgestellten Gesetze fügen, so vollständig, als die bis auf etwa ein Prozent genauen Messungen und als das notwendige Näherungsver-

fahren der Berechnung es erwarten lassen. Wenn die Wirkung der Absorption eine Helligkeitsänderung nach demselben Gesetze bedingt, so ändert das an der von mir ausgeführten Berechnung der Brechungsindices nichts, weil diese Berechnung sich nur des Helligkeitsverhältnisses zwischen je einem Punkte der Sonnenscheibe und der Mitte bedient, nicht der wirklichen Werte. Vor allem aber, wer von einer Absorption der Sonnenstrahlung durch ihre eigene Atmosphäre spricht, sollte auch eine Erklärung oder eine Hypothese bereit haben über den Verbleib oder über die Wegführung der absorbierten Energie.

(Eingegangen 5. Januar 1904.)

Mitteilungen aus dem physikalischen Institute der Universität Pisa. (Direktor: A. Battelli.)

Nr. 18[1]): R. Magini, Die ultravioletten Strahlen und die stereochemischen Isomeren.

1. In den letzten Jahren sind zahlreiche Untersuchungen an Absorptionsspektren farbloser chemischer Verbindungen im ultravioletten Spektralfeld bei gewöhnlicher Temperatur vorgenommen worden, von denen sich die Mehrzahl mit der Prüfung von homologen Körpern oder von Serien oder verwandten Verbindungen, sowohl organischer wie anorganischer Natur beschäftigt. Die Arbeiten von Liveing und Dewar, Soret, Hartley und von Pauer gehören zu dieser Art. In diesen Arbeiten werden niemals die Verbindungen des Kohlenstoffs miteinander verglichen, welche doch durch eine von den vielfachen Formen der Isomerie aneinander gebunden sind; nur Pauer prüfte in seiner wichtigen Arbeit die Absorptionsspektra der drei Xylene und des Äthylbenzens und wies nach, dass keine einfache Beziehung zwischen ihnen vorhanden ist.

2. Ich benutzte ein konkaves Diffraktionsgitter von 3 cm Durchmesser, mit entsprechender Montur und Spalt, eine Bogenlampe mit Metall-Elektroden und ein Aufnahme-Gefäss für die Lösung des zu untersuchenden Körpers. Zur Ausführung meiner Beobachtungen und Messungen photographierte ich jedesmal das vom Gitter erzeugte Spektrum.

Ich verwendete das Rowlandsche Gitter in derselben Weise, wie ich es in einer früheren Arbeit beschrieben habe.[2])

Als Quelle für die ultravioletten Strahlen diente mir oben genannte Bogenlampe, welche derart gebaut war, dass man gleichzeitig oder auch sehr rasch nacheinander drei Bogen erzeugen konnte zwischen den entsprechenden, nahe zusammenliegenden Elektroden aus Eisen, aus Kobalt und aus Nickel. So erhält man drei übereinander liegende Emissionsspektra mit einer unbegrenzten Zahl von Linien. Um die ohnehin ausreichende Kontinuität noch zu erhöhen, verwendete ich Elektroden aus unreinen Metallen und sorgte für nicht zu kurze Pausen.

Die Lampe befand sich in einem Kasten, welcher auch den Spalt einbegriff; sie wird mit Schrauben gehandhabt, welche kaum aus dem Kasten hervorragen; der Kasten bleibt ausser am Spalt während des Versuchs vollständig geschlossen.

3. Zwischen Spalt und Lampe stellte ich das Absorptionsgefäss auf; dieses besteht aus einer Platte Spiegelglas mit einem ovalen Fenster, das durch zwei feine Quarzplättchen geschlossen wird, welche optisch vollkommen gearbeitet sind und an die Oberfläche der Glasscheibe durch kleine Federn oder Druckschrauben angepresst werden. Bei Prüfung der Photographien und Feststellung ihrer Linien und deren Wellenlängen befolgte ich folgende Methode. Ich photographierte das Spektrum eines Bogens aus chemisch reinen Eisenelektroden mit grosser Sorgfalt und konnte darin eine beträchtliche Zahl von glänzenden Linien feststellen, sowohl durch Vergleich mit schon bekannten einfachen Spektren, wie auch mit Hilfe der Kayserschen[1]) Tabellen und der direkten Berechnung aus der in genannter Arbeit in Vorschlag gebrachten Formel. Nachdem ich nun dieselben Strahlen in dem Spektrum, welches aus der teilweisen Überlagerung der drei zusammengesetzten Spektra entsteht, wiedergefunden und festgelegt hatte, konnte ich mit ausreichender Genauigkeit die Wellenlänge von jeder Linie des Spektrums durch Übertragung auf Papier und nachfolgende graphische Interpolation bestimmen.

4. Die Hypothesen über die Konfiguration innerhalb der Kohlenstoff-Kombinationen führen dazu, das Vorhandensein von isomeren Verbindungen anzuerkennen, die ein und derselben Konstitutionsformel entsprechen, leicht ineinander überführbar sind und gleiche oder fast gleiche physikalische und chemische Eigenschaften haben.

Das einfachste Beispiel bietet ein asymmetrisches Kohlenstoffatom; es können dabei zwei verschiedene, vierfache Substitutions-Produkte vorhanden sein, die unter der Form von zwei unregelmässigen mit einer Fläche vereinigten symmetrischen Tetraedern, die also nicht zur Deckung gebracht werden können, darstellbar sind. Es ist bekannt, dass in diesem Fall die beiden Formen optisch umgekehrt sind. Dies ist der Fall bei den beiden Asparaginen: dem

1) Nr. 17: Diese Zeitschr. 4, 613, 1903.
2) Diese Zeitschr. 4, 613, 1903.

1) Ann. d. Phys. 3, 1900.

gewöhnlichen (linksdrehenden) und dem rechtsdrehenden süssen von Piutti.

Nur wenig anders liegt der Fall als der eben beschriebene, wenn zwei asymmetrische Kohlenstoffatome durch eine Valenz untereinander verbunden sind. Stellen wir uns die substituierten Produkte durch zwei an ihrem Gipfelpunkt vereinigte Tetraeder vor, machen wir die Hypothese, dass sie frei um ihre gemeinsame Achse herum rotieren können, so sind drei Isomeren möglich: nämlich die linksdrehende, die rechtsdrehende und durch intramolekulare Kompensation die inaktive.

Eine andere inaktive Isomere erhält man durch Darstellung der racemischen Verbindung. Die Weinsäuren bieten ein Beispiel von dieser seltsamen Isomerie. Stellt man sich hingegen die obigen Tetraeder als mit einer Kante verbunden vor, also so, dass die beiden Atome jedes durch zwei Valenzen vereinigt sind, so gestattet das System keine freie Rotation mehr und es sind nur zwei Isomerien möglich, die Form cis und die Form trans. Das klassische Beispiel dieser Isomerie bietet uns die Maleïnsäure und die Fumarsäure.

In vorliegender Arbeit will ich die ultravioletten Spektra der Asparagine, der Weinsäure, der Maleïn- und der Fumarsäure daraufhin untersuchen, ob und bis zu welchem Punkt so feine Unterschiede in der molekularen Struktur imstande sind, auf die Erscheinung der Absorption Einfluss auszuüben.

Asparagin. Ich habe die mir liebenswürdiger Weise von Prof. Piutti zur Verfügung gestellten Produkte untersucht. Da mit der geringen Löslichkeit und dem schwachen Absorptionsvermögen des Asparagins zu rechnen ist, habe ich durch Erwärmen Lösungen hergestellt, die 1 Grammmolekül auf 3 Liter Wasser entsprechen, um nicht zu schwache Absorptionen zu erhalten; ich zog ferner vor, die Schichtdicke der Flüssigkeit zu verändern, statt andere Lösungen zu untersuchen.

Ich erhielt konstant folgende Resultate:

Anzahl der Liter von H_2O auf 1 Grammmolekül	Schichtdicke	Wellenlänge λ des letzten durchgehenden Strahles Rechtsdrehendes Asparagin	Linksdrehendes Asparagin
3	cm 1	$\lambda = 2382$	$\lambda = 2382$
3	„ 2,2	$\lambda = 2413$	$\lambda = 2413$
3	„ 3,3	$\lambda = 2472$	$\lambda = 2472$

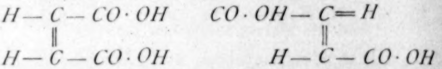
Es scheint also kein Unterschied in der Absorption der beiden optisch einander entgegengesetzten Formen vorhanden zu sein.

Weinsäuren. Ich prüfte die von Prof. Körner mit grösster Liebenswürdigkeit für diese Untersuchung hergestellten Produkte. Auch in diesem Fall zog ich die Veränderung der Dicke einer Veränderung der Lösung vor. Folgende Resultate erhielt ich für rechtsdrehende und linksdrehende, also entgegengesetzte Formen.

Anzahl der Liter von H_2O auf 1 Grammmolekül	Schichtdicke	Wellenlänge λ des letzten durchgehenden Strahles Rechtsdrehende Weinsäure	Linksdrehende Weinsäure
0,470	cm 1	$\lambda = 2535$	$\lambda = 2535$
„	„ 2,2	$\lambda = 2581$	$\lambda = 2581$
„	„ 3,3	$\lambda = 2628$	$\lambda = 2628$

Auch die racemische Verbindung, aber wegen ihrer geringen Löslichkeit in grösserer Verdünnung, führt bei Prüfung und Vergleich mit der rechtsdrehenden und linksdrehenden zu den gleichen Resultaten, obwohl sie in vielen physikalischen Eigentümlichkeiten davon abweicht. Ebenso verhält sich die inaktive Verbindung.

Maleïnsäure und Fumarsäure.



Maleïnsäure Fumarsäure

Ich untersuchte die Kahlbaumschen und die Merckschen Produkte und stellte die genannten Lösungen mit absolutem Äthylalkohol her. Die Resultate waren übereinstimmend.

Ich untersuchte eingehend Lösungen von 1 cm und von 1,85 mm Schichtdicke. Der Kürze halber notiere ich in folgender Tabelle nur die bei letzterer Schichtdicke erhaltenen Resultate.

Anzahl der Liter Alkohol auf 1 Grammolek.	Maleïnsäure	Δ	Fumarsäure
	Schichtd. = 1,85 mm		Schichtd. = 1,85 mm
4,873	durchgel. b. $\lambda = 2937$	120	durchgel. b. $\lambda = 3057$
10	$\lambda = 2947$	165	$\lambda = 2912$
20	$\lambda = 2720$ (*d*)	45	$\lambda = 2765$ (*i*)
35	$\lambda = 2599$	—53	$\lambda = 2546$
50	$\lambda = 2546$	—63	$\lambda = 2483$
100	$\lambda = 2439$ (*d*)	—35	$\lambda = 2404$
150	$\lambda = 2382$ (*d*)	—	$\lambda = 2382$ (*ss*)
	Das Spektrum ist in der letzten Region etwas schwach, u. besond. i. Vergleich zur Fumarsäure sehr schwach v. $\lambda = 2395$ bis $\lambda = 2382$.		Das Spektrum ist sehr kräftig u. zeigt eine plötzliche Unterbrechung auf $\lambda = 2382$; von da an erscheint keine Linie.

Die Absorption der zwei isomeren Säuren ist nicht identisch. Unterhalb der Dicke von 1,85 mm und bei konzentrierten Lösungen (bei einer konzentrierteren Lösung als der als erste in der Tabelle aufgeführten konnten die beiden Säuren wegen der geringen Löslichkeit der Fumarsäure nicht geprüft werden) ist die Maleïnsäure sehr viel transparenter als die Fumarsäure; ferner, in der Nähe der Lösung $^1/_{30}\, n$, entsprechend ungefähr der Wellenlänge $\lambda = 2625$, haben die beiden Säuren eine merklich gleiche Absorption.

Bei verdünnteren Lösungen kehrt sich das Verhalten der beiden Säuren um und die Apfelsäure wird absorbierender als die Fumarsäure. Schliesslich nehmen bei noch verdünnteren Lösungen die beiden Isomeren wieder dieselbe Absorption und zwar im äussersten Ultraviolett an. Beide Isomeren zeigen dann eine äusserst starke Absorption von $\lambda = 2382$ an, wo die Spektra wie plötzlich abgebrochen scheinen; wenn an dieser Stelle nicht hier ein wirkliches oder eigentümliches Absorptionsband beginnt, so ist jedenfalls für beide Säuren hier ein Minimum der Transparenz.

5. Abschliessend kann man folgendes sagen:

a) Stereochemische Isomere, welche in allen Eigenschaften Übereinstimmung zeigen mit Ausnahme einer einzigen Eigentümlichkeit, dem Drehungsvermögen, für welches eine Verschiedenheit möglich ist, haben — wenigstens sämtliche geprüften Verbindungen — eine völlig identische Absorption, die von der Gleichheit der molekularen Dimensionen abhängig ist.

b) Stereochemische Isomere, welche eine doppelte Bindung besitzen, die eine Form cis und eine Form trans ermöglicht, wie die Maleïn- und die Fumarsäure, zeigen eine deutlich andersartige Absorption jedoch von derselben Grössenordnung, welche abhängt von der verschiedenen Konfiguration der betreffenden Moleküle, oder von der verschiedenen Lagerung der Kohlenstoffteilchen.

Die Konfiguration des Moleküls hat folglich einen entscheidenden Einfluss auf die Absorption der Verbindungen, und die Absorption selbst ist keine additive Eigentümlichkeit. Verhielte sich dieses anders, so müssten die Stellungs-Isomeren die gleichen Absorptionsspektra ergeben.

In einer anderen Arbeit gedenke ich die Resultate für die Ortho-, Meta- und Para-Isomeren vorzulegen.

(Aus dem Italienischen übersetzt von H. Rhumbler.)

(Eingegangen 1. Dezember 1903.)

Über den Nachweis Schumannscher ultravioletter Strahlen (Wellenlänge kleiner als 186 $\mu\mu$) mittels der Thermosäule.

Von A. Pflüger.

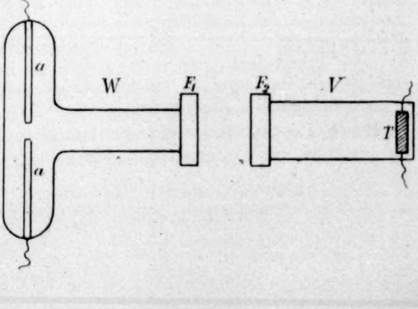
Schumann hat gezeigt, dass das Spektrum des Aluminiumfunkens unterhalb 186 $\mu\mu$ einige Linien besitzt, die, nach der Schwärzung der photographischen Platte beurteilt, der Gruppe bei 186 an Stärke nicht viel nachzustehen scheinen. Die Schwierigkeit ihres Nachweises liegt in der starken Absorption der Luft, die bei etwa 170 $\mu\mu$ schon in 1 mm Dicke die Strahlung nicht mehr durchlässt. Schumann hat daher, ausser seinen besonders präparierten, gelatinefreien photographischen Platten, zum Zwecke der Messungen seinen bekannten Vakuumspektrographen konstruieren müssen.

Auf S. 861 (Jahrg. 4 d. Zeitschr.) habe ich mitgeteilt, dass die Energie der Gruppe bei 186 gross genug ist, um bei Benutzung einer empfindlichen Thermosäule kräftige Galvanometerausschläge zu bewirken. Das gleiche war bei den von Schumann entdeckten Linien zu erwarten, wenn es nur gelang, die Luft aus dem Strahlengang des Apparates zu entfernen. Nun hat Schumann nachgewiesen, dass der Wasserstoff für die genannten Wellenlängen nahezu vollkommen durchlässig ist. Ich stellte daher den Versuch zunächst in der Weise an, dass die Fernrohre des Spektrometers und die Umgebung des Flussspatprismas mittels besonderer Anordnungen luftdicht abgeschlossen und mit reinem Wasserstoff, hergestellt nach Schumanns Vorschrift, angefüllt wurden. Die Wände des so hergestellten, gaserfüllten Raumes bestanden aus Metall, mit Ausnahme eines etwa 2 mm breiten Zwischenraumes vor dem Objektiv des Fernrohres. Hier musste, um dem Fernrohre einige Beweglichkeit zu geben, eine dicke Lage Seide mit darüber gespanntem Kautschuk Verwendung finden.

Der Versuch ergab kein Resultat. Vielmehr erwies sich der Wasserstoff als noch undurchlässiger wie Luft. Er musste sich daher innerhalb des Apparates irgendwie verunreinigt haben. Hat doch Schumann gezeigt, dass er beim Passieren von Kautschukschlauch seine Durchlässigkeit völlig einbüsst. Derselbe Wasserstoff, in Glasröhren eingeschlossen, erwies sich, wie besondere Versuche ergaben, für die Wellenlängen 186 sehr viel durchlässiger als Luft.

Es wurde darum folgender Versuch angestellt, nach dessen, wie gleich bemerkt sei, erfolgreichem Gelingen erst die Arbeit mit dem schwer zu behandelnden Vakuumspektrographen aufgenommen werden sollte.

Eine mit reinem Wasserstoff gefüllte Glasröhre W (s. Figur) enthält die Aluminiumelek-



troden a, und ist mit dem Flussspatfenster F_1 verschlossen. Durch besondere Versuche, nach Art der auf S. 36 d. J. beschriebenen wurde festgestellt, dass der Funke unter diesen Bedingungen die Linie 186 kräftig, wenngleich erheblich schwächer als in Luft, zeigte.

Die Thermosäule T befand sich in dem mit Flussspatfenster F_2 verschlossenen Vakuumgefäss V. Die Energie der Strahlung wurde nun gemessen, einmal, wenn sich zwischen den Flussspatplatten F_1 und F_2 5 mm Luftraum befand, ein zweites Mal, wenn die Platten durch Rechtsbewegung von W aufeinander gedrückt waren. Im zweiten Falle (keine Luft im Strahlengange) war der Galvanometerausschlag ganz erheblich grösser, als er bei der um 5 mm verringerten Entfernung hätte sein sollen.

Der Versuch wurde nun dahin abgeändert, dass man zwischen F_1 und F_2 eine Glaskammer von 3 cm Dicke einschaltete, die abwechselnd mit Luft oder Wasserstoff gefüllt werden konnte. Auch hier waren die Ausschläge erheblich grösser, wenn Wasserstoff sich in der Kammer befand. Da nun Luft nach den Untersuchungen von Kreusler in 3 cm Dicke höchstens 3 Proz. von der Wellenlänge 186 absorbiert, konnte die starke Vergrösserung des Ausschlages nur von den Schumannschen Strahlen herrühren.

Ein dritter Versuch, die Funken in Luft, einmal in 1 cm Entfernung, dann dicht vor der Flussspatplatte von V überspringen zu lassen, scheiterte an den nicht zu beseitigenden elektrischen Störungen.

Die Fehlerquellen (insbesondere Erwärmung des Wasserstoffes durch den Funken, die durch langwellige Strahlung eine wachsende Verschiebung des Nullpunktes bewirkt) sollen hier unbesprochen bleiben. Mit ihrer Berücksichtigung ergiebt sich als unzweifelhaftes Resultat der beiden ersten Versuche, dass die Linien des Aluminiums unterhalb 186 $\mu\mu$ die erwartete kräftige Wärmewirkung ausüben.

Zum Schlusse sei noch bemerkt, dass ich bei Verwendung eines rotierenden Unterbrechers (ca. 80 Unterbrechungen per Sekunde, 72 Volt und 10 Ampère im primären Stromkreise eines alten Induktoriums von 25 cm Funkenlänge) das Fünffache aller früheren Ausschläge erreicht habe. Die Aluminiumlinien bei 186 geben jetzt, unter den auf S. 35 beschriebenen Bedingungen, nicht weniger wie 1000 Skalenteile Ausschlag.

Bonn, Physik. Institut d. Univ., Januar 1904.

(Eingegangen 10. Januar 1904.)

Bemerkungen zur „Polarisation der Röntgenstrahlung".

Von Robert v. Lieben.

Blondlots Publikationen über die N-Strahlen [1]) gaben mir die Veranlassung, eine frühere Arbeit [2]) über den Effekt, den Röntgenstrahlen im Vakuum an Schwermetallen hervorrufen, wieder aufzunehmen. Nach Blondlot soll jede Röntgenröhre die N-Strahlen polarisiert aussenden. Es galt nun, die Frage zu entscheiden, ob und inwieweit diese N-Strahlen an dem in der früheren Arbeit beschriebenen Effekte, den die Strahlung einer Röntgenröhre an Metallen hervorruft, beteiligt sind.

Zu diesem Zwecke musste man trachten, die N-Strahlen zu eliminieren, um bloss mit den Röntgenstrahlen die Versuche zu wiederholen. Zur völligen Beseitigung der N-Strahlen genügte nach Blondlots Angaben die Zwischenschaltung einer 3 mm dicken Wasserschicht. [3]) Dieses Filter absorbiert die N-Strahlen völlig und lässt die X-Strahlen ohne wesentliche Absorption durch. Die Versuche mit dem Wasserfilter ergaben, falls man die in der früheren Arbeit gewählte Anordnung sonst beibehielt, in allen Punkten dieselben Resultate wie ohne Filter. Hierdurch ist erwiesen, dass die N-Strahlen keinen wie immer bemerkbaren Einfluss auf den röntgenelektrischen Effekt haben.

Um die Dauer der obigen Kontrollversuche abzukürzen, sowie um sie einfacher und genauer zu gestalten, wurde die frühere Versuchsanordnung etwas modifiziert. Die geänderte Anordnung ist schematisch in Fig. 1 abgebildet. Die Röntgenröhre R wirft ihre Strahlen gegen die 14 mm dicke Bleiwand B einer lichtdichten, zur Erde abgeleiteten Metallkiste. Ein kleines Loch O ($d = 1$ mm) gewährt den Strahlen den Eintritt in den mit einem Aluminium-Fenster F (Dicke = 0,05 mm) versehenen evakuierbaren Glasapparat A. Die Blendenöffnung O wurde nun so klein gewählt, dass die von den Röntgenstrahlen getroffene Quecksilber-Oberfläche S nur wenige mm² betrug. Von dieser kleinen Fläche gingen nun die diffus entstehenden Kathoden- und Sekundärstrahlen aus. Ihre Wirksamkeit auf die photographische Platte übten sie gemeinsam aus, denn es war hier nicht nötig, sie mit dem Magneten räumlich zu trennen. [4]) Die Blende B_1 schützt die photo-

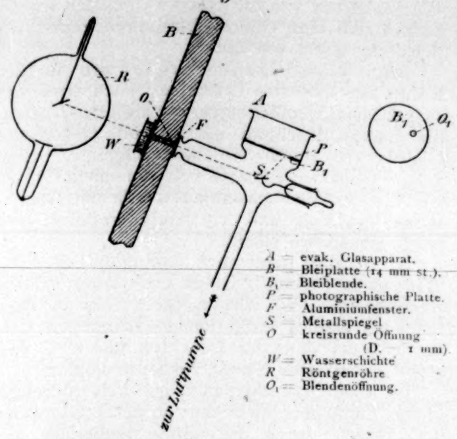
1) Comptes rendus **136**, 735, 1903 u. diese Zeitschr. **4**, 596, 1903; Comptes rendus **136**, 1120, 1903 u. diese Zeitschr. **4**, 598, 1903; Comptes rendus **136**, 1227, 1903 u. diese Zeitschr. **4**, 599, 1903.

2) Diese Zeitschr. **4**, 469, 1903.

3) Vergl. R. Blondlot, diese Zeitschr. **4**, 598, 1903.

4) Wie sich nämlich aus früheren Versuchen ergab, ist die photographische Wirksamkeit der Kathodenstrahlen der der sekundären Röntgenstrahlen im Vakuum weit überlegen.

Fig. 1.



A = evak. Glasapparat.
B = Bleiplatte (14 mm st.).
B_1 = Bleiblende.
P = photographische Platte.
F = Aluminiumfenster.
S = Metallspiegel
O = kreisrunde Öffnung (D. = 1 mm).
W = Wasserschichte
R = Röntgenröhre
O_1 = Blendenöffnung.

graphische Platte vor der Einwirkung der Strahlen und gewährt ihnen bloss durch das Loch O_1 den Eintritt.

Mit dieser einfachen Anordnung wurden nun (zunächst ohne, später mit Anwendung des Wasserfilters) die schon in der früheren Arbeit beschriebenen Versuche nochmals wiederholt. Hierbei wurden sämtliche Resultate, die sich auf die Variation des Einfallswinkels und des Härtegrades der Röntgenstrahlung bezogen hatten, bestätigt gefunden. Hingegen konnte die früher beobachtete Polarisation der weichen Strahlung mit dieser Anordnung nicht aufgefunden werden.

Zahlreiche Kontrollexperimente mit der neuen und mit der früher beschriebenen Anordnung gaben das Resultat, dass die zuerst benützte Versuchsanordnung eine Polarisation der weichen Strahlung nur vorgetäuscht hatte. Es gehen nämlich nicht nur vom Brennpunkte der Antikathode, sondern auch von der Glaswand der Röhre *R* wirksame[1]) Röntgenstrahlen aus. Diese Strahlung der Glaswand ist nicht gleichmässig, sondern es giebt gewisse Flächen, die stärker strahlen[2]) und hierdurch eine Asymmetrie bedingen. Nun wurde bei der früheren Anordnung die Bleiblende so gross gewählt, dass auch die ungleich emittierende Wand der Röntgenröhre ihre Strahlung auf den Metallspiegel warf. Diese inhomogene Zusatzstrahlung hatte zur Folge, dass bei einer Drehung der Röhre (um die Strahlung als Achse) sich sowohl die Form der bestrahlten Spiegelfläche als auch die Strahlungsintensität auf derselben änderte. Diese unbeabsichtigten Veränderungen hatten bei den gewählten geometrischen Verhältnissen der Blenden ihrerseits wieder eine Variation in der Schwärzung der von den Kathoden — und Sekundärstrahlen getroffenen photographischen Platte zur Folge. Wurde nun die von der Wand der Röntgenröhre ausgehende Strahlung durch die Wahl einer genügend kleinen Blende derartig reduziert, dass nur eine sehr kleine Fläche der Wand (die als homogen strahlend angenommen werden kann) auf den Metallspiegel wirken konnte, so war die bei der Drehung der Röhre auftretende Fehlerquelle beseitigt. In der That konnte, wie schon oben erwähnt, mit dieser neuen Anordnung keine irgendwie merkbare Polarisation der Röntgenstrahlung gefunden werden.

Im Anschluss an die obigen Kontrollexperimente wurde die Untersuchung des Effektes, der bei der Variation des Einfallswinkels der Röntgenstrahlen auftritt, noch weiter ausgedehnt. Hierbei konnte man sich die Frage stellen, wie rauh die Oberfläche des von Röntgenstrahlen getroffenen Metallspiegels noch sein dürfe, damit eine grobe Variation des Einfallswinkels eine noch beobachtbare Veränderung des hervorgerufenen Kathodenstrahleneffektes bewirke. Zur Beantwortung dieser Frage wurde zunächst das (wegen seiner völlig ebenen Oberfläche) bisher als Spiegelmetall benützte Quecksilber durch plangeschliffenes und poliertes Blei ersetzt. Auch hier erhielt man, im selben Sinne wie beim Quecksilberspiegel, den Effekt derart, dass die schiefe Incidenz der Röntgenstrahlen den grössten und die senkrechte den kleinsten Kathodenstrahleneffekt hervorrief.[1]) Gemessen wurde der Effekt wie bisher im äussersten Vakuum (0,0005 mm *Hg*) und mittels der photographischen Platte.

Durch successives Übergehen[2]) von der feinst polierten Bleioberfläche zu weniger glatten Bleispiegeln wurde die Grenze der Rauheit bestimmt, bei der sowohl die unter 20° wie die unter 70° einfallenden Röntgenstrahlen Kathodenstrahlen von der gleichen photographischen Wirksamkeit auslösten. Eine solche Rauheit der Oberfläche, die dieser Bedingung genügte, wurde erst erreicht, als man grobe Feilen anwandte oder feines Bleipulver (von ca. 0,03 mm Korngrösse) benutzte. Auffallend war hierbei das langsame Verschwinden des Effektes mit

1) Die sonst schwachen Röntgenstrahlen, die die Glaswand aussendet, kommen hier wegen der großen Nähe des Apparates zur Glaswand, infolge der quadratischen Zunahme der Strahlungsintensität, wohl in Betracht.

2) Diese Ungleichmässigkeit tritt bei weichen Röntgenröhren besonders stark hervor.

1) Vergl. hierzu: E. Dorn, „Über die Schwingungsrichtung der Röntgenstrahlen". Abhandlungen d. naturf. Ges. zu Halle **21**, 1896.

2) Dies wurde durch Behandlung des Bleispiegels mit verschieden feinem Schmirgel- und Glaspapier und endlich durch grobe Feilen erreicht.

zunehmender Rauheit der Oberfläche. So war zwischen dem feinst polierten Bleispiegel und dem mit einer feinen Schlichtfeile aufgerauhten kein Unterschied in den von ihnen bewirkten Effekten zu beobachten. Berücksichtigt man die wahrscheinlich ausserordentlich kleine Wellenlänge der Röntgenstrahlen, so scheinen alle diese Fakten darauf hinzudeuten, dass eine Erklärung des beobachteten Einfallswinkeleffektes nicht der transversalen Natur der Strahlung zugeschrieben werden darf.[1])

Es ist vielmehr wahrscheinlich, dass die Erklärung in dem sehr tiefen Eindringen der Röntgenstrahlen in das Metall des Spiegels zu suchen ist.

Da nämlich jede dünnste Schicht des durchstrahlten Metalles ihrerseits wieder Erregungscentren für Kathoden- und Sekundärstrahlen enthält, so werden die von den Strahlen getroffenen wirksamen Centren um so näher der Oberfläche liegen, je schiefer die primäre Röntgenstrahlung einfällt. Dieser Umstand bedingt es nun, dass die entstehenden Kathoden- und Sekundärstrahlen bei wachsendem Einfallswinkel der Primärstrahlung absorbierende Metallschichten geringerer Dicke zu durchdringen haben.

Sie müssen daher eine stärkere Schwärzung der photographischen Platte bewirken, welches Resultat mit der Beobachtung übereinstimmt. Gleichzeitig wird es nach dieser Erklärungsweise auch verständlich, warum erst grobe Unebenheiten der Spiegeloberfläche den Einfallswinkeleffekt zum Verschwinden brachten.

1) Vergl. hierzu: Elster und Geitel, Wied. Ann. **55**, 684, 1895; G. Jaumann, Wied. Ann. **57**, 147, 1896; E. Ladenburg, Ann. d. Phys. **12**, 558, 1903.

(Eingegangen 24. Dezember 1903.)

Über elektrodenlose Ringströme.

Von John Härdén.

S. 811 d. 4. Jahrg. d. Zeitschr. berichtet Herr Lecher über einige Versuche mit sogenannten Ringströmen in verdünnter Luft. Einige von mir im April d. J. angestellten Experimente bestätigen die Anschauung des Herrn Lechers völlig, weshalb es mir berechtigt erscheint, diese Bestätigung zu veröffentlichen.

Ich hatte eine evakuierte, elektrodenlose Röhre mit Quecksilberdampf gefüllt, wobei der Druck des Dampfes eine solche Dichte besass, dass etwa 5000 Volt nötig waren, um einen Lichteffekt in der Röhre zu erhalten.

Nunmehr wurden einige Windungen flexiblen Kabels um die Röhre gelegt und durch diese die oszillierenden Entladungen eines Kondensators von etwa 0,004 M.-F. geleitet. Auf der anderen Seite des Kondensators, der von einem Wechselstrom von ca. 35000 V. geladen wurde, befand sich eine Quecksilberfunkenstrecke, die Schaltung sonst wie üblich.

Beim Inbetriebsetzen zeigte sich in der Röhre ein lebhaftes Leuchten, auch erwärmte sich das Glas ziemlich stark, mit anderen Worten, die Lampe leuchtete so, als ob 5—6 Amp. Gleichstrom durch sie hindurchginge. Eine andere Quecksilberlampe von derselben Grösse wie die der Versuchslampe wurde mit Gleichstrom, 35 Volt und 5,5 Amp. gespeist und zeigte denselben Effekt.

Ich glaubte dann auch anfänglich, dass die Windungen durch die Röhre ein starkes, schnell wechselndes Feld verursachten, das in dem leitenden Dampf Induktionserscheinungen hervorrief, oder dass das Leuchten von im Rohre selbst generierten Strom zustande kommt.

Es schien mir aber auffällig, dass zahlreiche kleine Fünkchen zwischen äusserer Glaswand und Draht, durch die dünne Isolierung des Drahtes hindurch, auftraten. Wenn die Anordnung so getroffen wurde, dass diese Fünkchen aufhörten, leuchtete auch die Röhre fast nicht mehr auf. Um hierüber Klarheit zu gewinnen, wurde nun ein Glasrohr in Form einer Spirale gewunden und die Enden kommunizierend zusammengeschmolzen, so dass das Rohr wie eine in sich kurzgeschlossene Wickelung eines Transformators aussah. Das Rohr war ca. 9 mm im Durchmesser, jede Windung 60 mm mittl. Durchmesser und 6 Windungen mit 25 mm Ganghöhe. Das Rohr war evakuiert und mit Quecksilberdampf gefüllt wie zuvor.

Sodann wurde eine Kupferspirale von denselben Dimensionen zur Kontrolle angefertigt, ferner eine Primärspule, die so bemessen war, dass sie bequem in die Glaswickelung hineingeschoben werden konnte, und eine, die ausserhalb der Glaswickelung ging.

Wurden nun oszillatorische Entladungen durch diese Primärspulen geschickt, entweder durch die weitere oder durch die kleinere, so entstanden in der kupfernen Sekundärspule starke Ströme, die durch starke Funken an einer Schnittstelle des Verbindungsstückes sich kundgaben. Wurde aber statt der kupfernen Spirale die Glasspirale in die Spule gesetzt, so war nur ein sehr schwaches Leuchten sichtbar, und dieses rührte meistens von Büschelentladungen her, die von den Enden der Primärwickelung zum Glase gingen. Ich dachte nun, dass die Funken an der Kupferwickelung vielleicht daher kämen, dass die Wickelung offen war und erst durch den Funkenstrom geschlossen wurde, der dann verlöschte, um nachher wieder einzusetzen, dagegen, da das Vakuumrohr dauernd eine geschlossene Transformatorwickelung darstellte, die Streuung mög-

licherweise zu gross wäre. Um mich hiervon zu überzeugen, schloss ich daher die Kupferspule durch eine Glühlampe kurz, die aber ununterbrochen leuchtete, sobald der Apparat in Betrieb gesetzt wurde, zeigend, dass die Streuung keineswegs zu gross war.

Es schien mir daher mit ziemlicher Sicherheit bewiesen, dass die direkt in den Dampf induzierten Ströme eine sehr untergeordnete Rolle spielten, ohne aber, dass es ein Kriterium wäre, dass sie überhaupt nicht existieren. Der Vorgang bei den leuchtenden Röhren dürfte aber jedenfalls sich so abspielen, wie Lecher angiebt. Die hohe Potentialdifferenz infolge der Selbstinduktion oder vielmehr der Impedanz der Windungen der Primärwickelung ladet jedenfalls das Glas auf der Aussenseite, dieses influiert eine Ladung auf der Innenseite, welche sich dann durch den Dampf unter der nächsten Windung hin beim Zeichenwechseln entladet und das Leuchten verursacht. Daher auch die zwischen Draht und Glas sichtbaren Fünkchen und die Erwärmung des Glases, die jedenfalls nicht nur von dem leuchtenden Dampfe, sondern auch von der Kondensatorwirkung des Glases herrührt.

Wissenschaftl. Laboratorium der Gen. El. Co. Schenectady, N. Y., U. S. A., 17. November 1903.

(Eingegangen 1. Dezember 1903.)

Induktion im Vakuum.

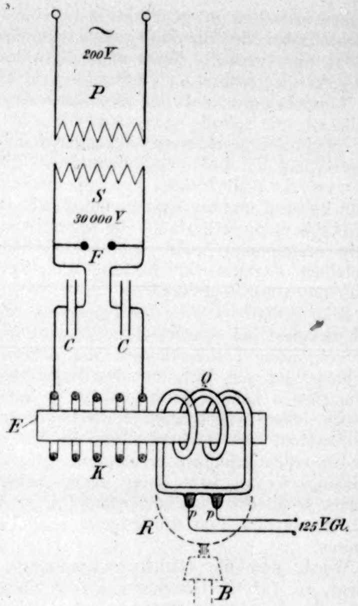
Ergänzung zu dem vorstehenden Aufsatze.

Von John Härdén.

Anlässlich der Veröffentlichung des Herrn E. Lecher in d. Ztschr. (**4**, 811, 1903) über die elektrodenlosen Ringströme wurden von mir bestätigende Versuche im vorstehenden Aufsatz erwähnt. Seitdem sind einige weitere Versuche über diesen Gegenstand von mir angestellt worden, und möchte ich über das Ergebnis hier kurz berichten.

Es lag mir daran, eine Versuchsanordnung zu treffen, wo es erwiesen werden konnte, dass thatsächlich eine reine Induktions- und nicht eine statische Erscheinung vorlag. Zu diesem Zwecke war es notwendig, den induzierten Teil des Apparates so zu plazieren, dass er praktisch in keinem statischen Felde lag. Hierbei kamen mir die Versuchsergebnisse der Herren Braun und Zenneck[1]) zugute, die die Übertragung des magnetischen Feldes durch Eisenpulver auch bei schnell wechselnden Magnetfeldern als brauchbar gefunden haben. Die Versuchsanordnung geht aus der Figur hervor.

1) Siehe Ann. d. Physik **10**, 326, 1903; **12**, 869, 1903.



P ist die Niederspannungsseite eines Transformators, der mit 200 Volt gespeist wird und auf der Sekundärseite S bei offener Wickelung 30000 V. giebt. Dieser ladet die Belegungen der beiden Kondensatoren C C, die sich über die Funkenstrecke F entladen. Die anderen Belegungen der Kondensatoren führen zu den Windungen K von 2,5 mm Kupferlitze; es können 5 bis 15 Windungen eingeschaltet werden, um den günstigsten Effekt hervorzubringen. Diese Windungen haben einen inneren Durchmesser von etwa 100 mm und sind auf eine mit schraubenförmigen Vertiefungen versehene Porzellantrommel gewickelt, wodurch vorzügliche Isolation gewährleistet wird. Ein Glasrohr E wurde in diese hineingeschoben und mit verschiedenen Substanzen gefüllt. An das andere Ende des Rohres wurde eine zweite Trommel mit Drahtwindungen geschoben, um die Wirkung der verschiedenen Kerne zu prüfen. Die Enden dieser Windungen führten zu einem Funkenmikrometer.

Das Mikrometer gab, mit Luft in der Glasröhre 9 mm Funken, mit Eisenchlorid in Pulverform 10 mm, mit gesättigter Eisenchloridlösung (in Wasser) 13 mm. Hierbei wurden die Rohrwände nicht erwärmt. Mit Eisenfeilicht gefüllt, erhitzte sich die Röhre stark und die Funkenstrecke ging auf etwa 6 mm herunter. Sodann wurde Magnetit, Fe_3O_4, mit ca. 20 Proz. Ferrum

alcohole reductum gut gemischt, in die Röhre gebracht. Dabei stieg die Schlagweite sekundär zu 18—19 mm, weshalb dieses nunmehr während des ganzen Versuches zur Verwendung gelangte.

Nunmehr wurde statt der sekundären Kupferdrahtspule die spiralig gewundene Glasröhre *Q*, die eine in sich geschlossene Sekundärwickelung darstellt, auf den Kern geschoben. Diese Röhre hat zwei Quecksilbernäpfe *p p*, die Platinkontakte besitzen und zu etwa $^3/_4$ mit destilliertem Quecksilber angefüllt sind. Die Röhre ist sorgfältig ausgepumpt. An den beiden Platinkontakten konnten verschiedene Gleichstromspannungen angelegt werden.

Beim Inbetriebsetzen des Apparates zeigte sich zunächst bei gewöhnlicher Temperatur nur ein schwacher Lichtschimmer von grünlicher Färbung und 500 Volt, an den Platindrähten vermochte *n* keine Lichtbogenbildung hervorzurufen. Aber beim Erwärmen der Röhre durch ein Sandbad und Bunsenflamme erhöhte sich der Lichteffekt erheblich vermöge der grösseren Leitfähigkeit des jetzt unter etwas höherem Drucke stehenden Quecksilberdampfes, so dass alle Windungen der Röhre jetzt Licht aussandten.

Wurde nun die Gleichstromspannung angelegt, so war ein Überspringen des Stromes über die ca. 20 mm lange Strecke zwischen den beiden Quecksilberflächen **nicht** möglich, wenn die Hochfrequenzspule nicht in Thätigkeit war, trotzdem die Erwärmung des Quecksilbers bis zum Siedepunkt desselben getrieben wurde.

Beim Einsetzen der Kondensatorentladungen jedoch wurde der Lichtbogen sofort gebildet, nicht nur bei 500, sondern auch bei 125 Volt, wahrscheinlich schon bei niedrigerer Spannung, obgleich hiermit nicht versucht wurde. Ein einziger Funke an der Funkenstrecke bei *F* genügte, um die Röhre in Gang zu setzen.

Die Erwärmung der Röhre, die recht mühsam war, konnte natürlich auch dadurch geschehen, indem ein Bogen durch Schütteln der Röhre gebildet wurde; es lag mir aber daran, zu beweisen, dass die Leitfähigkeit des Dampfes nur durch äusserliche Erwärmung und nicht durch Ionisierung durch den Lichtbogen innerhalb gewisser Grenzen erhöht werden konnte. Es war aber unmöglich, die Leitfähigkeit nur durch Erhitzung so zu steigern, dass sich der Bogen bei 500 Volt von selbst bildete. Jedoch war bei dieser Spannung ohne die Hochfrequenzströme schon ein grünlicher Schimmer zwischen den Näpfen wahrzunehmen, **ohne** jedoch den Bogen einsetzen zu lassen.

Durch diese Versuche ist ohne Zweifel erwiesen worden, dass Induktionserscheinungen in verdünntem Raume hervorgebracht werden können, denn von einem statischen Effekt konnte die Erscheinung nicht herrühren. Wurde der eisenhaltige Kern durch einen anderen, nicht magnetischen, aber gleichleitenden Kern ersetzt, so trat die Erscheinung nicht ein, ebenso wenn die Glasröhre in nächster Nähe **parallel** den induzierenden Windungen plaziert wurde.

Wissenschaftl. Laboratorium der Gen. El. Co. Schenectady, N. Y., 28. November 1903.

(Eingegangen 9. Dezember 1903.)

Die Erscheinung der Ionisation in Flammen.

Von F. L. Tufts.

I. Einleitung.

Die elektrische Leitfähigkeit von Salzdämpfen in der Bunsenflamme ist ein Gegenstand, welcher viel Erörterung hervorgerufen hat. Die damit verknüpften Erscheinungen sind von sehr grosser Wichtigkeit, da sie zu jener sehr interessanten Gruppe gehören, in welcher Leuchten und elektrische Erscheinungen verbunden sind. Die Frage nach dem Sitz der Ionisation eines Salzdampfes in der Bunsenflamme hat zu viel Untersuchung und Diskussion Anlass gegeben.

Nach einer sehr ausgedehnten Reihe von Versuchen über die Leitfähigkeit von Flammen kommt H. A. Wilson[1]) zu folgendem Schluss. „Da die Ionisation, von welcher die Leitfähigkeit des Salzdampfes abhängt, seinen Sitz ausschliesslich an der Oberfläche der glühenden Elektroden hat, so befindet sich aus diesem Grund an der Oberfläche eine dünne Schicht, in welcher sehr rasche Ionisierung und Wiedervereinigung statthaben.“

Diese Ansicht ist auch von J. J. Thomson[2]) angenommen worden und Moreau[3]) kommt zu demselben Schluss, als dem Resultat seiner Versuche in dieser Richtung.

Auf der anderen Seite vertritt Arrhenius[4]) die Ansicht, dass wir eine Volumenionisation des Salzdampfes durch die ganze Flamme haben. Stark[5]) und Lenard[6]) halten an der Ansicht fest, dass wir eine Ionisierung des Salzdampfes in der Bunsenflamme haben ohne Rücksicht darauf, ob glühende Metalle in der Flamme zugegen sind oder nicht.

Die meisten Erscheinungen, auf welche H. A. Wilson seine Schlussfolgerung, der Beschränkung der Ionisierung auf die glühende Elektrodenoberfläche, gründet, sind einer Erklärung fähig auf Grund der Ansicht einer Vo-

1) H. A. Wilson, Phil. Trans. **192**, 499, 1899.
2) J. J. Thomson, Conduction of electricity through gases, London 1903, p. 172 u. 199.
3) G. Moreau, Compt. rend. **135**, 898, 1902.
4) Sv. Arrhenius, Wied. Ann. **42**, 18, 1891.
5) J. Stark, Die Elektrizität in Gasen, Leipzig 1902, S. 97; Naturw. Rundschau **18**, 549, 1902.
6) Ph. Lenard, Ann. d. Phys. **9**, 647, 1902.

lumenionisation und eines grossen kathodischen Widerstandes, welcher herrührt von einer Erniedrigung der Konzentration der Ionen an der Kathodenoberfläche.[1])

In dem gewöhnlichen Fall elektrischer Leitung durch Flammen bei Benutzung von Platinelektroden kann der Widerstand in drei Teile zerlegt werden: den Widerstand in der Schicht an der Kathodenoberfläche R_k, den Widerstand in der Schicht an der Anode R_a und den übrigen dazwischen liegenden Widerstand der Flamme R_i. Der Gesamtwiderstand R, der für den durch die Flamme fliessenden Strom in Betracht kommt, kann demnach durch die Gleichung $R = R_k + R_a + R_i$ dargestellt werden. Wenn R_k oder R_a sehr gross ist im Vergleich zu R_i, so kann gemäss dieser Gleichung eine Änderung in dem Elektrodenabstand oder die Einführung von Salzdampf zwischen die Elektroden, falls dieser nicht in Berührung mit den Elektroden kommt, den Gesamtwiderstand nicht merklich beeinflussen, da ja R_k oder R_a sehr gross verglichen mit R_i bleiben wird. Es ist so durchaus möglich, dass eine Volumenionisation des in die Flamme eingeführten Salzdampfes und folglich eine grosse Erniedrigung des Widerstandes R_i im Innern der Flamme statthat, ohne dass wir eine merkbare Änderung des Gesamtwiderstandes R haben. Die Messungen Wilsons und anderer bezüglich der Geschwindigkeit der Träger der positiven und negativen Elektrizität in Flammengasen zeigen, dass die negativen Träger ungefähr 15 mal so schnell unter dem gleichen Spannungsgefälle wandern als die Träger der positiven Elektrizität. Die grössere Geschwindigkeit der negativen Träger wird eine grosse Abnahme ihrer Konzentration in der unmittelbar an der Kathode liegenden Gasschicht zur Folge haben und Anlass zur Entstehung eines grossen kathodischen Widerstandes R_k geben. Dieser kathodische Widerstand wird eine Funktion der Stromdichte sein, und so erscheint es möglich, die anomale Beziehung zwischen Stromstärke und Elektrodenspannung zu erklären, welche bei der elektrischen Leitung durch Flammen für den Fall beobachtet wurden, dass gewöhnliche Platinelektroden benutzt wurden (vergl. Fig. 2).

II. Erniedrigung des kathodischen Widerstandes.

Nach der vorstehenden Darlegung ist es von grosser Wichtigkeit, Elektroden von solcher Art zu erhalten, dass der Widerstand an ihrer Oberfläche wenigstens von gleicher Grössenordnung ist wie derjenige der Flamme zwischen ihnen. Wenn solche Elektroden hergestellt werden können, so kann es nicht schwer halten zu zeigen, dass die Einführung eines Salzdampfes in die Flamme zwischen ihnen den Gesamtwiderstand R erniedrigt, selbst wenn der Dampf nicht in unmittelbare Berührung mit den Elektroden kommt.

Es wurde eine Anzahl von Methoden durchprobiert zum Zwecke einer Erniedrigung des grossen Elektrodenwiderstandes. Es schien möglich, dass dies erreicht würde durch Anwendung von Elektroden, welche etwas ausgeben, was als Träger der elektrischen Ladung, besonders der negativen dienen könnte. In dieser Absicht wurden verschiedene schmelzbare Substanzen als Elektroden gebraucht; Perlen von Salz ($NaCl$) und Glas an Platindrahtösen wurden als Elektroden in den Endflammen A und B (Rundbrenner Fig. 1) verwendet. Mit solchen Elektroden wurde gefunden, dass die Einführung von Salzdampf in die Mittelflammen (Flachbrenner) eine deutliche Zunahme der Stromstärke bewirkte, obgleich dieser Dampf nicht in Berührung

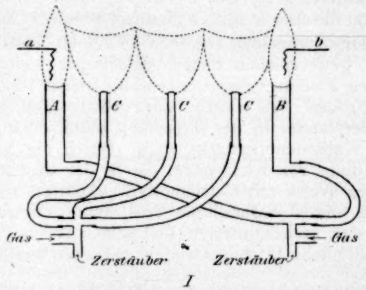


Fig. 1.

mit den Elektroden kommen konnte. Die Salzperlen verflüchtigen sich indessen sehr schnell und die Glasperlen schienen bald ihre Fähigkeit zu verlieren, den Elektrodenwiderstand zu erniedrigen.

Wie Wehnelt[1]) zuerst gefunden und Stark[2]) bestätigt hat, besitzen die Oxyde gewisser Metalle, unter ihnen Ca, Ba und Mg, die Fähigkeit negativ geladene Teilchen auszusenden, wenn sie auf hohe Temperatur gebracht werden. Es wurden darum Elektroden von Platin in der Weise präpariert, dass sie angefeuchtet in gepulvertes Calciumoxyd getaucht und dann in der Bunsenflamme auf Weissglut erhitzt wurden. Diese Behandlung wurde mehrmals für jeden Draht wiederholt.

Wenn solche Elektroden in der Bunsenflamme verwendet wurden, ergab sich, dass der mit einer elektromotorischen Kraft von 150 Volt

1) J. Stark, Elektrizität in Gasen, S. 281.

1) A. Wehnelt, Erlanger Ber. 1903, S. 150.
2) Vergl. die nachfolgende Mitteilung von J. Stark (4, 81, 1904 dieser Zeitschr.).

erhaltene Strom nahezu 600 mal grösser war als derjenige mit reinem Platinelektroden unter den gleichen Bedingungen. Und dies ist der Fall, selbst wenn die Elektrode aufgehört hat, eine wahrnehmbare Färbung der Flamme zu geben. Nachdem ein Draht in der obigen Weise behandelt ist, kann er mit den Fingern abgestreift werden, ohne dass er die Eigenschaft verliert, den Elektrodenwiderstand zu erniedrigen. Um einen solchen Draht nach der Behandlung mit Calciumoxyd wieder in seinen ursprünglichen Zustand zu bringen, war es notwendig, die Oberfläche sehr sorgfältig mit dem Messer abzuschaben. Die Oxyde von Magnesium und Baryum bringen in der Hauptsache dieselbe Wirkung hervor.

Es stellte sich heraus, dass lediglich eine Elektrode und zwar die Kathode in der angegebenen Weise präpariert werden musste, um die grosse Erniedrigung des Widerstandes zu bewirken. Die Anode konnte ein gewöhnlicher Platindraht sein; der Strom war nicht stärker, wenn die Anode mit Calciumoxyd bedeckt war.

Diese Versuche scheinen zu zeigen, dass in den gewöhnlichen Fällen elektrischer Leitung durch Flammen bei Verwendung reiner Platinelektroden bei weitem der grösste Teil des Widerstandes in der Gasschicht unmittelbar an der Kathodenoberfläche sitzt. Durch die Verwendung von Elektroden, die in der beschriebenen Weise mit Calciumoxyd präpariert sind, kann dieser kathodische Widerstand ungefähr auf den sechshunderten Teil seines Wertes für gewöhnliche Platinelektroden reduziert werden.

III. Verhältnis zwischen dem Elektroden- und Flammenwiderstand.

Die nächsten Versuche erstreckten sich auf die Bestimmung des Verhältnisses des erniedrigten Elektrodenwiderstandes zu dem Widerstand R_i der Flamme zwischen den Elektroden. Für diesen Zweck wurden die Flammen und Elektroden, wie Fig. 1 zeigt, angeordnet.

Die zwei Rundbrenner *A* und *B* erhalten eine Mischung von Leuchtgas und Luft zugeführt, welche durch einen Zerstäuber mit konzentrierter Chlornatriumlösung gegangen ist. Die Flammen dieser Brenner sind so gesättigt mit Natriumdampf, in ihnen sind die Elektroden *a* und *b* angebracht, Platindrähte, die mit Calciumoxyd in der beschriebenen Weise präpariert sind. Die drei mittleren Flammen (*C*) sind Flachbrenner; sie erhalten eine Mischung von Leuchtgas und Luft zugeführt, welche von einem zweiten Zerstäuber kommt, der entweder in Wasser oder in die untersuchte Salzlösung taucht. Die Abstände zwischen den Brennern waren in allen folgenden Versuchen so reguliert, dass eine gute Berührung von Flamme zu Flamme vorhanden war; indes konnten die Gase der Flachbrenner in keinem Falle die Elektrodenflammen so zur Seite treiben, dass die Elektroden von ihnen selbst berührt wurden. Es ist auf diese Weise möglich, die Bedingungen in den Mittelflammen zu variieren, ohne irgendwie gleichzeitig die Bedingungen an den Elektroden zu ändern.

Bei den nächsten Versuchen wurde in den Zerstäuber für die Mittelflammen Wasser gebracht und es wurden eine, zwei oder drei dieser Flammen benutzt, um die Elektrodenflammen zu verbinden. Der Abstand zwischen den Elektroden war unter diesen Verhältnissen bezw. 4 oder 8 oder 12 cm. Die Stärke des bei 150 Volt elektromotorischer Kraft durch die Flammen fliessenden Stromes war dann umgekehrt proportional dem Abstande der Elektroden. Mit anderen Worten, es ist in diesem Falle der Elektrodenwiderstand vernachlässigbar klein verglichen mit dem Widerstande von 4 cm Flachflamme, welche den Dampf von Göttinger Leitungswasser enthält.

Wenn eine Lösung von 1 Grammmolekül Kaliumchlorid in 300 cm³ destillierten Wassers in den Zerstäuber für die Mittelflammen gebraucht wurde und die obigen Messungen wiederholt wurden, so nahm die Stromstärke weniger schnell in dem umgekehrten Verhältnis der Anzahl der Mittelflammen ab. Hieraus folgt, dass der Elektrodenwiderstand in diesem Falle nicht vernachlässigt werden kann im Vergleich zu dem Widerstande der Flamme eines einzelnen Flachbrenners, die eine grosse Menge von Kaliumchloriddampf enthält.

Einige angenäherte Messungen des Elektrodenwiderstandes für den Fall, dass eine, zwei oder drei Mittelflammen benutzt wurden, zeigten, dass sein absoluter Wert grösser wurde, wenn der Flammenwiderstand R_i verkleinert wurde, wenn also bei konstanter elektromotorischer Kraft die Stromstärke znnahm.

IV. Beziehung zwischen Stromstärke und Elektrodenspannung.

Der allgemeine Charakter der Beziehung zwischen Stromstärke und Elektrodenspannung für den Fall, dass gewöhnliche Platinelektroden für die Leitung in Flammen benutzt werden, wird von der Kurve der Fig. 2 dargestellt. Diese Kurve stellt den Charakter jener Beziehung dar, wie er von **Arrhenius**, **Wilson** und anderen bei Verwendung von gewöhnlichen Platinelektroden gefunden wurde. Sie ist durch den ziemlich scharfen Knick gekennzeichnet, welcher nicht weit vom Nullpunkt auftritt und der wahrscheinlich, wie angedeutet wurde, herrührt von der Zunahme des kathodischen Widerstandes infolge Steigerung der

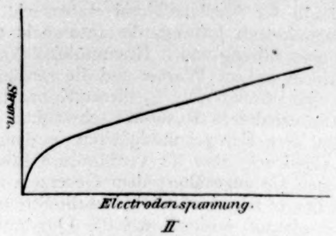


Fig. 2.

Stromstärke. Der kathodische Widerstand scheint schliesslich einen konstanten, obzwar sehr grossen Wert zu erreichen, und wir haben dann nahezu eine geradlinige Beziehung zwischen Stromstärke und Elektrodenspannung.

Wenn Elektroden, die mit Calciumoxyd behandelt wurden, benutzt werden, ist diese Beziehung eine andere. Die Kurve 1 in Fig. 3 stellt die Beziehung zwischen Stromstärke und Elektrodenspannung dar, wenn die Elektroden und Flammen wie in der Fig. 1 angeordnet sind. Es wurden für sie die Elektrodenflammen mit einer konzentrierten Lösung von Kaliumchlorid gespeist; der Zerstäuber für die Mittelflammen enthielt nur Wasser. Unter diesen Umständen ist der Widerstand der Mittelflamme sehr gross, verglichen mit dem Elektrodenwiderstand. Der Spannungsabfall an der Kathodenoberfläche ist darum nur ein kleiner Bruchteil der gesamten Spannungsdifferenz zwischen den Elektroden, und eine Prüfung der Kurve zeigt, dass der scharfe Knick nahe dem Nullpunkt wie in Fig. 2 nahezu verschwunden ist.

Die Kurven 2 und 3 zeigen die Abnahme des Widerstandes der Mittelflammen, wodurch ein grösserer Spannungsabfall an der Kathode sich herstellen kann. Die Kurve 2 giebt die Beziehung zwischen Stromstärke und Elektrodenspannung, für den Fall, dass der Widerstand der Mittelflamme dadurch erniedrigt wird, dass die Elektrodenflammen so nahe zusammengebracht wurden, dass sie durch zwei parallele Flachflammen verbunden wurden; der Zerstäuber für die Flachflammen enthielt dabei Wasser wie in dem vorhergehenden Versuch.

Die Kurve 3 giebt die Beziehung zwischen Stromstärke und elektromotorischer Kraft für den Fall, dass die drei Flachflammen wie in Fig. 1 hintereinander geschaltet waren und ihr Zerstäuber eine Lösung von 1 Grammolekül Chlorkalium in 300 cm^3 Wasser enthielt.

Die vorstehenden Messungen zeigen, dass solange der Flammenwiderstand sehr gross ist, verglichen mit dem kathodischen Widerstand, die Stromstärke nahezu proportional der Elektrodenspannung zunimmt und das Ohmsche Gesetz auf die Leitung in Flammen angewendet werden kann.

V. Eine neue Methode zur Untersuchung der Leitfähigkeit von Flammengasen.

Eine Anordnung von Brennern und Elektroden wie in Fig. 1 liefert eine neue Methode zur Untersuchung der Erscheinungen elektrischer Leitfähigkeit in Flammengasen. In der von Arrhenius und anderen angewendeten Methode ändert die Einführung eines Salzdampfes in die Flamme die Bedingungen an den Elektroden; und da bei gewöhnlichen Platinelektroden der Elektrodenwiderstand viele Male grösser ist als der Widerstand der Flamme zwischen den Elektroden, so misst eine Änderung der Stromstärke bei gegebener elektromotorischer Kraft lediglich die Fähigkeit des Dampfes, diesen Elektrodenwiderstand zu erniedrigen, und diese mag der Leitfähigkeit des Dampfes proportional sein oder auch nicht. Die oben in Abschnitt III beschriebene Versuchsanordnung setzt uns in den Stand, verschiedene Dämpfe in die Mittelflammen einzuführen, ohne die Bedingungen an den Elektroden irgendwie zu ändern. Die Änderungen in der Stromstärke, die bei Einführung von Dämpfen in die Mittelflammen erhalten werden, können so zur Bestimmung ihrer relativen Leitfähigkeiten dienen, und die Resultate sind nicht durch irgend eine Wirkung der Dämpfe auf den Elektrodenwiderstand beeinflusst. Im folgenden sind einige vorläufige Resultate mitgeteilt, welche dazu dienen werden, die Empfindlichkeit der Methode zu zeigen.

Bei Anwendung dreier Flachflammen, also bei einem Abstande von 14 cm zwischen den Elektroden und bei einer Elektrodenspannung von 2 Volt, wurden die nachstehenden Resultate erhalten.

Die Einführung einer Lösung von 1 Gramm-molekül Kaliumchlorid in 300 cm^3 destillierten Wassers hatte zur Folge, dass der Strom mehr denn 20 mal stärker wurde als für reines Wasser in dem Zerstäuber. In diesem wie in allen folgenden Versuchen befand sich eine konzentrierte Natriumchloridlösung in dem Zerstäuber für die Elektrodenflammen.

Wenn eine Lösung von 1 Grammolekül Natriumchlorid in 300 cm^3 destillierten Wassers in den Zerstäuber für die Mittelflammen gebracht wurde, so stieg die Stromstärke ungefähr auf das Siebenfache ihres Wertes für reines Wasser in dem Zerstäuber.

Eine Lösung von einem halben Grammmolekül Calciumchlorid vermehrte die Stromstärke auf etwas mehr als das Dreifache ihres Wertes für reines Wasser. Dies zeigt, dass die Calciumsalze nicht die ihnen von Arrhenius beigelegte Eigenschaft besitzen, der Flamme

eine grosse Leitfähigkeit zu erteilen; sie sind im Gegenteil weniger wirksam als die Natriumsalze. Die grosse Leitfähigkeit, die ihnen von Arrhenius beigelegt wurde, ist offenbar auf ihre Wirkung auf die Elektroden zurückzuführen.

Eine Lösung von Kupferchlorid in 300 cm^3 Wasser vermehrte die Stromstärke um etwas mehr als das Zweifache ihres Wertes für reines Wasser. Daraus geht hervor, dass der Dampf von Kupferchlorid, statt praktisch keine Wirkung auf die Leitfähigkeit einer Flamme zu haben, wie Arrhenius fand, in Wirklichkeit sehr merkbar die Leitfähigkeit vergrössert.

Die vorstehenden Messungen für 2 Volt elektromotorischer Kraft wurden wiederholt für 120 Volt. Für die Salze von Kupfer und Calcium wurde die gleiche Zunahme der Stromstärke erhalten wie zuvor, für Natriumchlorid eine etwas kleinere. Die Leitfähigkeit des Kaliumchlorids bei 120 Volt elektromotorischer Kraft war dagegen kaum mehr denn halb so gross als bei 2 Volt, wenn sie in beiden Fällen mit derjenigen für reines Wasser verglichen wurde. Dies ist nach den Resultaten des letzten Abschnittes (vergl. Fig. 3) zu erwarten. Beim

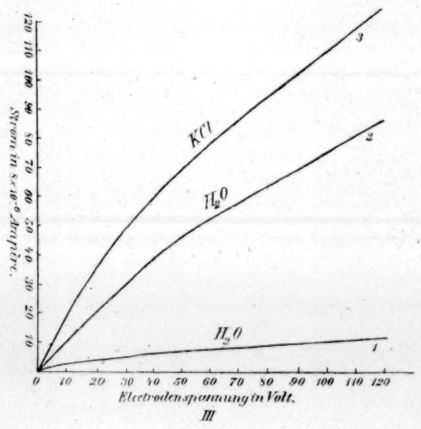


Fig. 3.

Arbeiten mit einem Salzdampf von so grosser Leitfähigkeit muss nämlich eine viel verdünntere Lösung benutzt werden, so dass der Widerstand der Mittelflammen bei Einführung des Salzdampfes noch sehr gross sein wird, verglichen mit dem Elektrodenwiderstand.

VI. Beziehung zwischen Leitfähigkeit und Konzentration.

Die Beziehung zwischen der Konzentration und der Leitfähigkeit eines Salzdampfes in der Bunsenflamme wurde ebenfalls nach der neuen Methode für Natriumchlorid untersucht. Die konzentrierteste Lösung, die untersucht wurde, war eine Lösung von 1 Grammolekül Natriumchlorid in 300 cm^3 Wasser und die verdünnteste war eine Lösung von $^1/_{64}$ dieser Konzentration.

Die erhaltenen Resultate schwankten etwas infolge von Unregelmässigkeiten in dem Luft- und Gasdruck; aber für verdünntere Lösungen schienen sie angenähert dem Gesetze von Arrhenius zu folgen, nämlich dass die Stromstärke im Salzdampf variierte wie die Quadratwurzel aus der Konzentration der Salzlösung für die Mittelflammen.

Für die konzentrierteste Lösung und die Lösung von der halben Konzentration war die Stromstärke kleiner, als sich nach diesem Gesetz ergiebt. Dies ist nach den früheren Resultaten zu erwarten. Der Flammenwiderstand ist nämlich für die konzentrierteren Lösungen so klein, dass der Elektrodenwiderstand nicht mehr vernachlässigt werden darf.

VII. Resultate.

Eine ausführliche Beschreibung der angewandten Apparate zusammen mit quantitativen Messungen bezüglich einer Anzahl von Erscheinungen, die mit der Ionisation in Flammengasen verknüpft sind, wird in einer späteren Abhandlung gegeben werden. Die oben mitgeteilten Versuche scheinen indes zu nachstehenden Folgerungen zu berechtigen.

Bei der gewöhnlichen Methode, die Leitfähigkeit von Flammengasen unter Anwendung von reinen Platinelektroden zu untersuchen, ist der von der elektrischen Strömung an der Kathodenoberfläche bewirkte Widerstand viele Male grösser als der Widerstand der übrigen Flamme zwischen den Elektroden.

Dieser grosse kathodische Widerstand kann auf einen sehr kleinen Betrag seines Wertes für gewöhnliche Platinelektroden erniedrigt werden durch Anwendung von Elektroden, welche mit dem Oxyd von Calcium, Baryum oder Magnesium in der beschriebenen Weise behandelt worden sind.

Der Gebrauch solcher Elektroden versieht uns mit einer neuen und empfindlicheren Methode die Erscheinungen elektrischer Leitung in Flammengasen zu untersuchen, als bis jetzt möglich war; und die bereits mit dieser Methode erhaltenen Resultate scheinen folgende Sätze zu verbürgen.

Die Ionisation in Flammengasen ist nicht auf die Elektroden oder glühende Metalle beschränkt, sondern ist eine Volumenionisation, welche durch die ganze Flamme verbreitet ist.

Innerhalb sehr weiter Grenzen kann das Ohmsche Gesetz auf die Erscheinungen elektrischer Leitung in Flammengasen angewendet

und die scheinbaren Ausnahmen an dem Gesetz können auf die Entwickelung eines grossen Widerstandes an der Kathode zurückgeführt werden.

Zum Schlusse wünsche ich Herrn Professor Riecke dafür zu danken, dass er mir die Ausführung der vorstehenden Untersuchung gütigst ermöglichte.

Göttingen, 11. Dezember 1903.

(Aus dem Englischen übersetzt von J. Stark.)

(Eingegangen 23. Dezember 1903.)

Zündung des Lichtbogens an Metalloxyden.

Von J. Stark.

§ 1. Versuchsanordnung. — Fig. 1 stellt eine an der Luftpumpe sitzende Glasröhre dar, *A* ist die Anode, *K* die Kathode eines Glimmstromes, von dem erste Kathodenschicht, Kathodendunkelraum und negative Glimmschicht vorhanden sind. Senkrecht zu den Linien des Glimmstromes sind auf einer Niveauebene zwei Querelektroden *a* und *k* angebracht. An diese kann eine elektromotorische Kraft angelegt und so zwischen ihnen durch die negative Glimmschicht eine Strömung hergestellt werden, die als unselbständig erlischt, sobald der primäre Glimmstrom unterbrochen wird. An der Querkathode *k* bildet sich ein sekundärer Dunkelraum; fast die ganze an die Querelektroden gelegte Spannungsdifferenz liegt als Kathodenfall auf dem sekundären Dunkelraum.[1])

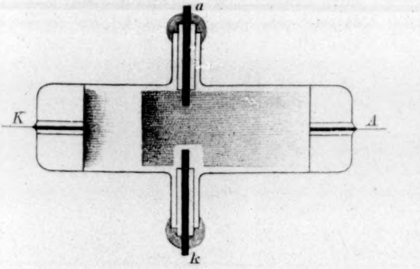


Fig. 1.

In Fig. 1 und im vorstehenden ist vorausgesetzt, dass die Querkathode eine reine metallische Oberfläche, dass sie nicht mit Oxyd bedeckt ist. Sie mag Aluminium in Stickstoff oder Platin oder Kohle in Luft sein. Sind auf der Querkathode einige Metalloxydteilchen vorhanden, so beobachtet man beim Anlegen einer Spannungsdifferenz an die Querelektroden eine neue Erscheinung. Es stellt sich nämlich zwar zunächst wieder rund um die Kathode der sekundäre Dunkelraum her; dieser aber wird von Zeit zu Zeit von einem hellleuchtenden Lichtbüschel durchbrochen, auf diesen folgt nach der Anode zu zunächst ein dunkler Raum und dann eine geschichtete oder ungeschichtete positive Lichtsäule (Fig. 2). Man erkennt so-

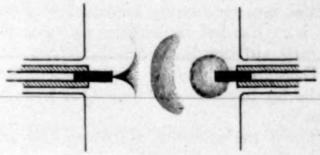


Fig. 2.

fort, dass diese licht- und stromstarke Strömung zwischen den Querelektroden ein Lichtbogen[1]) ist. Durch seine Lichtstärke und auch seine Farbe zeichnet sich der an der Querkathode gezündete Lichtbogen deutlich von der blauen intensitätsschwachen negativen Glimmschicht des primären Glimmstromes ab.

Zum Studium des Verhaltens verschiedener Metalloxyde wurde folgende Methode angewendet. Ein 2 mm dicker, 8 mm langer Kohlenstift wurde in ein Messingröhrchen eingesteckt, dieses wurde in das seitliche Ansatzrohr eingekittet. In den Kohlenstift wurden mehrere 0,5 mm weite Löcher gebohrt; diese wurden mit dem zu untersuchenden Metalloxyd ausgefüllt; ausserdem wurde die Oberfläche der Kohle mit dem fein gepulverten Oxyd eingerieben.

§ 2. Resultate. — Als Bedingungen für die Zündung des Lichtbogens im Vakuum an einer Querkathode wurden folgende gefunden.

Unterhalb einer elektromotorischen Kraft von etwa 50 Volt war eine Zündung nicht zu bewirken. Dies entspricht der Thatsache, dass der Lichtbogen eine Minimalspannung besitzt.

Der vorgeschaltete Widerstand darf nicht zu gross sein, bei 100 Volt elektromotorischer Kraft nicht über 1000 Ohm liegen; je kleiner der Widerstand im Kreise des Querstromes ist, desto leichter und öfter erfolgt die Zündung des Lichtbogens, desto grösser ist dann dessen Stromstärke.

Die Selbstinduktion im Kreise des Querstromes muss klein sein; schon die Selbstinduktion einer Deprezspule von einigen 100 Ohm verhindert die Zündung.

Bei hohem Gasdruck erfolgt die Zündung schwieriger als bei niedrigem. Die besten Resultate erhält man unterhalb eines Gasdruckes von 0,5 mm. Am leichtesten erfolgt die Zünd-

1) J. Stark, Ann. d. Phys. **13**, 1904.

1) J. Stark, Ann. d. Phys. **12**, 673, 1903.

ung, wenn die Querelektroden in der stark ionisierten negativen Glimmschicht liegen, wenn also die Stärke des Querstromes gross ist. Befindet sich die Querkathode innerhalb des primären Kathodendunkelraumes, so erfolgt die Zündung nur auf derjenigen Seite, welche der primären Kathode abgewandt ist.

Das kathodische Lichtbüschel ist um so länger und in seinem auf der Kathode sitzenden Stiel um so dünner, je niedriger der Gasdruck ist. Es irrt in heftiger unregelmässiger Bewegung auf der Kathodenoberfläche hin und her. Dasselbe Verhalten zeigt bekanntlich das kathodische Lichtbüschel des Quecksilberlichtbogens.

An rein metallischen Kathoden, so an Aluminium, Kupfer, Blei, Platin, Kohle erfolgt die Zündung nicht; sondern nur an gewissen Oxyden. Es ist gleich, ob diese auf Aluminium, Kohle oder Kupfer angebracht sind. Es genügt, dass die Kathode mit dem Metalloxyd imprägniert ist; ob gleichzeitig auch die Anode imprägniert ist oder nicht, ist für die Zündung gleichgültig.

Es darf nicht die ganze Kathodenoberfläche gleichmässig mit dem bei gewöhnlicher Temperatur nichtleitenden Oxyd bedeckt sein; es kommt sonst weder ein Querstrom mit sekundärem Dunkelraum, noch eine Zündung des Lichtbogens zustande. Diese erfolgt immer an kleinen Oxydpartikeln, die gute Berührung mit der metallischen Kathodenoberfläche besitzen und rings von leitender Fläche umgeben sind. Die zur Zündung verwendeten Oxyde leiten bei niedriger Temperatur nicht; sie müssen also bei der Zündung infolge einer Temperaturerhöhung leitend werden (vergl. § 4).

Zündung ergaben die Oxyde von Calcium, Magnesium, Aluminium, Thor, Zirkon. Besonders wirksam war Calciumoxyd. Pulver vom Nernstkörper lieferte ebenfalls Zündung. So gut wie nicht wirksam waren die Superoxyde von Blei, Mangan und Zinnasche. An Calciumsulfid erfolgte die Zündung sehr schwer, vielleicht nur an Spuren von vorhandenem Oxyd.

§ 3. Fünkchen an der Kathode des primären Glimmstromes. — Stellt man den Glimmstrom an Aluminiumkathoden bei niedrigem Drucke in Sauerstoff oder Luft bei einem Drucke her, bei welchem bereits der Kathodendunkelraum wahrnehmbar ist, so macht man folgende Beobachtung. Unregelmässig tritt bald an jenem, bald an diesem Punkte der Kathodenoberfläche ein hellleuchtendes Fünkchen auf, das in Gestalt eines feinen Lichtbüschels den Kathodendunkelraum des Glimmstromes durchbricht. Ein jedes derartiges Fünkchen ist von einem Vorzucken der positiven Lichtsäule und einem gleichzeitigen Anwachsen der Stromstärke und darum von einem Geräusch in einem Telephon begleitet, das im Kreise des Glimmstromes liegt. Dieses Fünkchenspiel an Aluminiumkathoden bei Gegenwart von Sauerstoff lässt einen stationären Wert der Stromstärke nicht zu.

Es liegt nahe, in diesen Fünkchen die kathodischen Lichtbüschel von kurz dauernden Lichtbogen zu sehen. Infolge der Gegenwart von Sauerstoff tritt an manchen Stellen der Aluminiumkathode Oxydation ein; an den gebildeten Oxydpartikeln kann dann, wie oben der unselbständige Querstrom, so hier der primäre Glimmstrom in einen kurzen dauernden stromstarken Lichtbogen sich verwandeln. Diese Auffassung wird durch folgende Versuche bestätigt.

Frisch mit einem scharfen Messer abgeschabte Aluminiumkathoden zeigen das Fünkchenspiel in reinem Stickstoff nicht. Werden sie jedoch darauf oberflächlich etwas oxydiert, so tritt es auch in reinem Stickstoffe auf. Imprägniert man eine Kohle-, Kupfer- oder Platinelektrode mit einem der obengenannten Oxyde, welche Zündung des Lichtbogens geben, und macht sie zur Kathode eines primären Glimmstromes, so erhält man ein wundervolles Fünkchenspiel an ihnen.

§ 4. Erklärung der Zündung des Lichtbogens an Metalloxyden. — Wie vom Verfasser dargelegt worden ist, besteht die Existenzbedingung des Lichtbogens darin, dass von der kathodischen Strombasis negative Elektronionen in grosser Dichte ausgestrahlt werden. Dieser Gesichtspunkt legt folgende Erklärung der Erscheinung nahe, dass an gewissen bei gewöhnlicher Temperatur nicht leitenden Metalloxyden die Zündung des Lichtbogens leicht erfolgt.

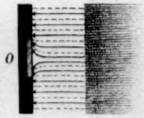


Fig. 3.

In Fig. 3 sei O eine Oxydpartikel auf einer Kathode, auf welcher ein Kathodendunkelraum sitzt. Es laufen dann von der negativen Glimmschicht nach der Kathode elektrische Kraftlinien (punktiert), von diesen werden positive Ionen aus der Glimmschicht nach der Kathode zu getrieben. Verlaufen die Kraftlinien auf der ganzen Strecke Glimmschicht-Kathode geradlinig, so folgen die positiven Ionen genau ihrer Richtung, biegen sie jedoch in der Nähe der Kathode von ihrer Richtung ab, so können ihnen die hier strahlartig sich bewegenden positiven Ionen nicht mehr folgen, sondern infolge ihrer grossen Geschwindigkeit laufen die posi-

tiven Strahlen (ausgezogen) nahezu geradlinig weiter. Während so die elektrischen Kraftlinien dem Oxydteilchen, das bei niedriger Temperatur nicht leitet, ausweichen, treffen die positiven Strahlen, welche von der Glimmschicht in der Richtung auf das Oxydteilchen ausgehen, geradeso auf dieses, wie sie in einen Kanal der Kathode eintreten würden. Durch die auffallenden positiven Strahlen (Kanalstrahlen) wird das Oxyd erwärmt und bei hoher Temperatur beginnt es dann einerseits elektrisch zu leiten, andererseits negative Elektronen auszustrahlen. Daraus dass dann der Lichtbogen an dem so veränderten Oxydteilchen sich ausbilden kann, ist zu folgern, dass die betreffenden Oxyde bei der Temperatur der Rotglut in sehr viel grösserer Dichte negative Elektronen ausstrahlen als die reinen Metalle. Dies ist in der That von A. Wehnelt[1]) gefunden worden.

Nach dem Vorstehenden ist leicht einzusehen, warum die Lichtbogenzündung an kleinen Oxydpartikeln leichter als an grossen erfolgt, ferner warum eine Abnahme des Gasdruckes und darum eine Verlängerung des Kathodendunkelraumes sie begünstigt. Auch versteht man, warum das Oxyd allein an der Kathode wirksam ist, nicht an der Anode.

§ 5. Der Lichtbogen an Metalloxyden bei atmosphärischem Druck. — Von Rasch[2]) ist bereits darauf hingewiesen worden, dass Metalloxyde als Lichtbogenpole sich anders verhalten als Pole aus reinem Metall. Der Unterschied dürfte nach dem Vorhergehenden darauf zurückzuführen sein, dass gewisse Metalloxyde bei hoher Temperatur negative Elektronen in viel grösserer Dichte ausstrahlen als die reinen Metalle. Es muss eine Aufgabe für sich sein, das Verhalten der Metalloxyde als kathodische Strombasis des Lichtbogens eingehend zu untersuchen. Hier sei lediglich über die Eigenschaften des Lichtbogens an Thoroxyd bei sehr kleiner Stromstärke berichtet.

Es wurde ein 4 mm dicker Kohlenstift vorne mit einem kleinen Stückchen Thoroxyd versehen und als Kathode einer Kohlenanode in freier Luft gegenüber gestellt. Zwischen ihnen wurde mit 1800 Volt elektromotorischer Kraft ein Glimmstrom eingeleitet. Dieser verwandelte sich dann nach kurzer Zeit in einen Lichtbogen, indem das Thoroxyd weissglühend und zur Strombasis wurde.

Die kleinste Stromstärke des Lichtbogens, der auf diese Weise erhalten werden konnte, betrug bei etwa 0,5 mm Elektrodenabstand 0,007 Ampère. Bei dieser Stromstärke war die Anode ganz dunkel, während die kathodische Strombasis weissglühte. Bei Erhöhung der Stromstärke begann zunächst das Gas vor der Anode blau zu leuchten, während die Anode noch dunkel war. Bei weiterer Erhöhung begann die Anode zu erglühen und Dampf auszusenden, es nahm dann der Lichtbogen das gewöhnliche Aussehen (leuchtender Kern mit umgebender Aureole) an. Diese Beobachtungen bestätigen aufs neue, dass die Existenzbedingung des Lichtbogens in einer hohen Temperatur der kathodischen Strombasis zu suchen ist.

Göttingen, Dezember 1903.

(Eingegangen 23. Dezember 1903.)

1) A. Wehnelt, Erlanger Ber., S. 150, 1903.
2) E. Rasch, Elektr. Zeitschr. **22**, 155, 1901; Ann. d. Phys. **11**, 202, 1903.

Theoretische Bemerkungen zur Ionisation in Flammen.

Von J. Stark.

§ 1. Total gesättigter Strom. — Als Sättigungsstromstärke in einem durchströmten Leiter, speziell in einem Gasvolumen, wird diejenige Stromstärke definiert, welche in der Zeiteinheit alle Ionen wegführt, welche in dem betrachteten Volumen in der Zeiteinheit erzeugt werden.

Es sei n_p bez. n_n die positive bez. negative spez. Ionenzahl, v_p bez. v_n die räumlich konstante spez. Geschwindigkeit der Ionen, j_p bez. j_n die Stromdichte normal zum Querschnitt der betrachteten Stromröhre s, F die elektrische Feldstärke längs dieser, ε die Ionenladung; es gelte das Ohmsche Gesetz, innere elektromotorische Kräfte seien sehr klein verglichen mit dem Spannungsabfall $dV = F \cdot ds$, die Ionisierungsstärke, Zahl der neuen positiven oder negativen Ionen für die Volumeneinheit in der Zeiteinheit, sei q.

Ist Sättigung und stationärer Zustand vorhanden, so gilt

$$\frac{dn_p}{dt} = q - dj_p = q - d(\varepsilon \cdot n_p \cdot v_p \cdot F) = 0$$
$$\frac{dn_n}{dt} = q + dj_n = q + d(\varepsilon \cdot n_n \cdot v_n \cdot F) = 0 \qquad \text{(I)}$$

$$\frac{\partial j_p}{\partial s} \cdot ds \gtrless 0$$
$$\frac{\partial j_n}{\partial s} \cdot ds \gtrless 0 \qquad \text{(II)}$$

Bei Sättigung sind also längs einer Stromröhre die positive und die negative Stromdichte räumlich variabel. Ist q unabhängig von F, so gilt dies auch von j_p und j_n; es ist also dann

$$\frac{dj}{dF} = \frac{d}{dF}(j_p + j_n) = \frac{dj}{dV} = 0,$$

d. h. mit wachsender Elektrodenspannung wächst die Stromstärke nicht mehr, die bekannte Eigenschaft des gesättigten Stromes.

Es gelte die Poissonsche Gleichung (vergl. § 4)

$$-\frac{d^2V}{ds^2}=\frac{dF}{ds}=4\pi\cdot\varrho=4\pi(n_p-n_n)\cdot\varepsilon \qquad \text{(III)}$$

die Stromstärke sei in dem betrachteten Stück einer Stromröhre gesättigt. Angenommen nun F sei auf einer längeren Strecke konstant, es sei also

$$\frac{dF}{ds}=\frac{d^2F}{ds^2}=\frac{d^3F}{ds^3}=\ldots 0. \qquad \text{(IV)}$$

Hieraus und aus II folgt dann

$$\frac{dn_p}{ds}\lesseqgtr 0,\quad \frac{dn_n}{ds}\lesseqgtr 0. \qquad \text{(V)}$$

Ausserdem folgt aus der Kontinuitätsgleichung der stationären Strömung

$$\frac{d}{ds}(j_n+j_p)=0 \qquad \text{(VI)}$$

und aus IV

$$\left.\begin{aligned} &v_p\cdot\frac{dn_p}{ds}+v_n\cdot\frac{dn}{ds}=0\\ \text{oder}\quad &v_n:v_p=\frac{dn_p}{ds}:\frac{d}{ds}(-n_n)\\ \text{oder}\quad &(v_n+v_p):v_n=\frac{d}{ds}(n_p-n_n):\frac{dn_p}{ds}\end{aligned}\right\}\text{(VII)}$$

Da sowohl v_p und v_n als auch nach Gleichung V $\frac{dn_p}{ds}$ und $\frac{dn_n}{ds}$ von Null verschieden sind, so muss gelten

$$\frac{d}{ds}(n_p-n_n)\lesseqgtr 0. \qquad \text{(VIII)}$$

Hieraus aber folgt nach Gleichung III

$$\frac{d^2F}{ds^2}\gtreqless 0.$$

Diese Folgerung widerspricht aber der gemachten Annahme, dass F auf einer längeren Strecke konstant sei (Gleichung IV). Also schliessen sich für eine Stromröhre Sättigung und räumliche Konstanz der elektrischen Kraft oder des Spannungsgefälles gegenseitig aus. So lange in einer Stromröhre auf einer längeren Strecke das elektrische Feld homogen ist, ist keine Sättigung möglich.

Aus der Gleichung $\frac{dF}{ds}\lesseqgtr 0$ für die Sättigung folgt sofort, dass in einem gesättigten Strom positive und negative innere Ladungen vorhanden sein müssen; und zwar ist an der Kathode eine Schicht positiver, an der Anode eine Schicht negativer Ladung vorhanden; da $\frac{dF}{ds}$ nur für einen einzigen Querschnitt gleich Null sein kann, nicht für eine längere Strecke, so berühren sich im gesättigten Strom die positive kathodische und die negative anodische Ladungsschicht.[1]) Einzeln betrachtet, ist sowohl in dieser wie in jener Ladungsschicht Sättigung vorhanden.

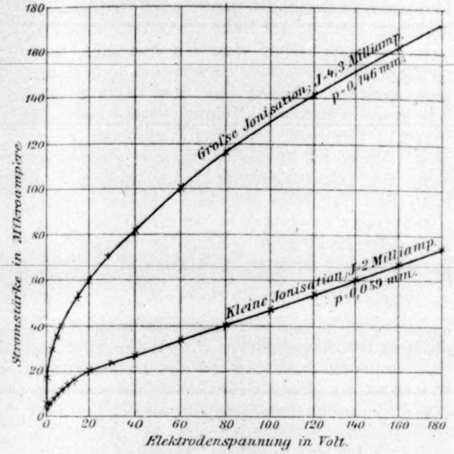
§ 2. Partiell gesättigter Strom. — Unter totaler Sättigung sei der Fall verstanden, dass in allen Stromröhren, die von der Anode nach der Kathode durch ein Gas laufen, auf ihrer ganzen Länge Sättigung vorhanden sei. Es sind zwei Fälle von partieller Sättigung möglich. Erstens kann in einem Teil der Stromröhren Sättigung, also Berührung der beiden Ladungsschichten statthaben, in dem übrigen Teil der Stromröhren dagegen nicht. Dies ist dann möglich, wenn die Stromröhren verschiedene Länge und verschiedenen Querschnitt haben. So können die Elektroden kugel- oder drahtförmig sein. In den kürzesten Stromröhren, welche die einander nächsten Stellen der Elektroden verknüpfen, mag Sättigung vorhanden sein, in den längeren dagegen noch nicht. Die gesamte Stromstärke setzt sich in diesem Falle aus zwei Teilen zusammen, einem von der Elektrodenspannung V unabhängigen Sättigungsstrom j_s und einem von V abhängigen Glied $j=j_s+f(V)$. Ein Spezialfall ist, dass $f(V)$ proportional V ist; es gilt dann $j=j_s+k\cdot V$.

Zweitens kann in einem Teil einer und derselben Stromröhre Sättigung vorhanden sein, in dem übrigen Teil dagegen noch nicht. Dieser Fall wird dadurch möglich, dass sich in jenem Teil ein viel grösserer Spannungsabfall herstellt als in diesem. Dies hat vor allem an der Kathode in Gasen dann statt, wenn v_n beträchtlich grösser als v_p ist. Es bildet sich dann an der Kathode eine positive Ladungsschicht aus; diese ist länger als die anodische Ladungsschicht und beansprucht den grössten Teil der Elektrodenspannung. Der Spannungsabfall in der kathodischen Ladungsschicht kann so gross werden, dass er in der Zeiteinheit alle Ionen aus ihr wegtreibt, die in der Zeiteinheit durch Ionisierung in ihr erzeugt werden, dass also in ihr Sättigung erfolgt. Die gesamte Stromstärke ist dann ebenfalls aus zwei Teilen zusammengesetzt, erstens dem Sättigungsstrom j_s in der kathodischen Ladungsschicht, zweitens der Zahl positiver Ionen, welche in der Zeiteinheit aus dem übrigen Teil der Stromröhre in sie eingeführt werden; diese Zahl ist wiederum eine Funktion der Elektrodenspannung V, während j_s unabhängig von V ist. Es gilt also auch in diesem Falle $j=j_s+f(V)$; als Spezialfall ist wiederum möglich $j=j_s+k\cdot V$ für grössere Werte von V.

Für den vorstehenden zweiten Fall partieller Sättigung in einem Gas seien folgende zwei Beispiele angeführt.

1) J. Stark, Die Elektrizität in Gasen. S. 281. Leipzig 1902.

In der negativen Glimmschicht des Glimmstromes besteht der grössere Teil der negativen Ionen aus schnellen Elektronionen, die positiven sind viel langsamere Atom- oder Molionen. Infolgedessen bildet sich an der Kathode eines Querstromes (vergl. vorhergehende Abhandlung) eine Ladungsschicht mit grossem Spannungsabfall aus, diese Ladungsschicht stellt den sekundären Kathodendunkelraum[1]) dar. Die Figur giebt für diesen Fall die Beziehung zwi-



schen Elektrodenspannung V und Stromstärke j. Wie man sieht, gilt für grössere Werte von V die lineare Gleichung $j = j_s + k \cdot V$. Der Sättigungsstrom j_s wird für einen um so kleineren Wert von V erreicht, je weniger intensiv die Ionisierung (gemessen durch $\mathfrak{J}$) ist.

Der zweite Fall partieller Sättigung liegt bei der Strömung durch ein Flammengas vor. Hier ist v_n ebenfalls beträchtlich grösser als v_p; es bildet sich darum ebenfalls eine kathodische Ladungsschicht mit grossem Spannungsabfall aus. Wie die von Tufts[2]) für reine Platinelektroden mitgeteilte Fig. 2 erkennen lässt, gilt auch in diesem Fall die Gleichung partieller Sättigung $j = j_s + k \cdot V$ für grössere Elektrodenspannungen. Will man verhüten, dass für ein grosses Bereich von V oder noch besser von j keine Sättigung in der kathodischen Ladungsschicht eintrete, so muss man eine Kathode verwenden, die selbst negative Ionen aussendet; dies hat Tufts in der That gefunden.

In allen bis jetzt vorliegenden Messungen über den Zusammenhang zwischen V und j für ein Flammengas war lediglich der Fall partieller, nicht totaler Sättigung vorhanden. H. A. Wilson[1]) spricht in seiner ausführlichen Untersuchung über die elektrische Leitung in Flammen von einem Sättigungsstrom in dem Sinne der bis jetzt allein gekannten totalen Sättigung. Ich habe diese Ansicht in das von mir verfasste Buch „Die Elektrizität in Gasen" sowie eine Kurve (S. 183, Fig. 67) übernommen, welche totale Sättigung zeigt. Doch halte ich diese Ansicht jetzt nicht mehr für richtig; die betreffende Kurve ist wohl durch Ungenauigkeit der Messung zufällig im Sinne einer totalen Sättigung geraten.

Die obigen Ausführungen über totale Sättigung geben einen Fingerzeig, in einem Flammengas eine total gesättigte Strömung herzustellen. Es müssen erstens alle Stromröhren womöglich gleich lang sein, es ist also die Flamme in ihrer ganzen Ausdehnung zwischen zwei parallele Elektroden einzuschliessen. Zweitens müssen die anodische und kathodische Ladungsschicht sich berühren; zu dem Zwecke muss der Elektrodenabstand klein gewählt werden. Vielleicht sind diese Bedingungen bei der Flamme des Flachbrenners dadurch zu erfüllen, dass man sie zwischen zwei parallele ausgedehnte engmaschige Drahtnetzelektroden bringt.

§ 3. Natur der Ionen in Flammen. — Arrhenius[2]) hat gefunden, dass die Leitfähigkeit eines Metallsalzes in der Bunsenflamme unabhängig ist von der chemischen Natur des Säureradikals und lediglich durch die Art des Metalls bestimmt wird. Damals noch unbekannt mit negativen Elektronionen, hat er zur Erklärung jener Thatsache die an und für sich plausible Hypothese aufgestellt, dass für alle Salze eines Metalls in der Bunsenflamme die negativen Ionen Hydroxylionen, die positiven Metallionen seien.

Nachdem wir heutzutage wissen, dass in Gasen bei niedrigem Druck und grosser Translationsgeschwindigkeit die negativen Ionen freie negative Elektronen sind, liegt eine andere Erklärung der obigen von Arrhenius gefundenen Erscheinung nahe. Die negativen Ionen in hoch temperierten Gasen, so in einem Salzdampf in der Bunsenflamme können nämlich in der Mehrzahl freie negative Elektronen sein, die sich infolge ihrer grossen Translations-Geschwindigkeit nicht an neutrale Gasmoleküle anlagern und so keine Molionen bilden können.[3]) Diese Annahme erklärt erstens ebensogut wie

1) J. Stark, Ann. d. Phys. **13**, 1903.
2) F. L. Tufts, vergl. die Abhandlung S. 79.

1) H. A. Wilson, Phil. Trans. **192**, 499, 1899.
2) Sv. Arrhenius, Wied. Ann. **42**, 18, 1891.
3) J. Stark, Naturw. Rundschau **18**, 549, 1902; P. Lenard, Ann. d. Phys. **9**, 642, 1902.

die Hypothese der Hydroxylionen die Unabhängigkeit der Leitfähigkeit in Flammen vom Säureradikal. Zweitens leistet sie noch mehr, sie lässt verstehen, warum die spez. Geschwindigkeit des negativen Ions in Flammen von einer höheren Grössenordnung ist als diejenige des positiven. H. A. Wilson[1]) und Moreau[2]) fanden v_n rund zu 1200 cm · sec^{-1} für 1 Volt · cm^{-1}, v_p fanden sie nicht grösser als 60 cm · sec^{-1}, Lenard giebt für v_p 0,08 cm · sec^{-1}. Und stellt man sich den Fall her, dass die negativen Ionen nachweisbar überwiegend freie Elektronen, die positiven Atom- oder Molionen sind, indem man beispielsweise die Ionisation in der negativen Glimmschicht (vergl. vorhergehende Abhandlung) mittels der Methode der Querströme benutzt, so erhält man eine Strömung von genau demselben Charakter wie in einem Flammengas. Hier wie dort tritt der grösste Teil der Elektrodenspannung als Spannungsabfall an der Kathode auf, hier wie dort zeigt die V, j-Kurve, welche die Beziehung zwischen Stromstärke und Elektrodenspannung darstellt, den gleichen Typus der partiellen Sättigung.

Nach der von dem Verfasser vertretenen Ionisierungstheorie werden die freien negativen Elektronen durch Abspaltung von neutralen Atomen gewonnen. Nach dieser Ansicht verliert in der Bunsenflamme infolge der hohen Temperatur ein Teil der Metallatome negative Elektronen und wird dadurch zu positiven Ionen. Es scheint, als ob diese Ionisierung nicht an dem Metallatom innerhalb seiner Verbindung mit einem Säureradikal, sondern an den durch Wasserstoff oder Kohle reduzierten Metallatomen oder auch an den Oxyden der Metalle erfolgt. Das letztere ist deswegen wahrscheinlich, weil das Oxyd im festen Zustand an der Kathode (vergl. vorhergehende Abhandlung) bei hoher Temperatur negative Elektronen in grosser Zahl ausgiebt. Dass in der That in Salzdämpfen in der Bunsenflamme neben freien Metallatomen Oxyde der Metalle vorkommen, beweist das bekannte Auftreten von Oxydspektren bei Flammen. Die positiven Ionen in Salzdämpfen in der Bunsenflamme mögen also in wechselndem Verhältnis Metall- und Metalloxydionen sein.

§ 4. Bemerkungen zu Herrn Starkes Mitteilung über Flammenleitung. — Herr Starke hat in einer in den Berichten der Deutschen Physik. Gesellschaft (1, 364, 1903) erschienenen Mitteilung den „Potentialverlauf bei der Elektrizitätsleitung durch Gase, insbesondere der Flammenleitung" behandelt. Ich begrüsse es, dass er sich bezüglich der Systematik der elektrischen Strömungen in Gasen, speziell der Unterscheidung zwischen selbständiger und unselbständiger Strömung, und bezüglich des Geltbereiches des Ohmschen Gesetzes auf den Standpunkt des von mir verfassten Buches („Die Elektrizität in Gasen") gestellt hat. Wenn er aber dieses citiert, um zu zeigen, dass in der Litteratur die irrtümliche Meinung, die Anodentemperatur habe Einfluss auf die Leitung in der Flamme, mehrfach sich finde, so muss ich für meinen Teil dies zurückweisen. Ich habe nie daran gezweifelt, dass die Ionisierung in Flammen durch das ganze hoch temperierte Volumen erfolge; auf Seite 97 kommt dies klar zum Ausdruck; schon dass ich von einer Ionisierung, nicht von einer Elektrisierung in Flammen spreche, schliesst die von Wilson und Thomson vertretene Meinung aus, dass die Ionen in Flammen von den Elektroden kommen. Wenn ich auf Seite 159 von einem Einfluss der Elektrodentemperatur spreche, so kann dies für mich nur eine Abkürzung für „Temperatur des Gases in der Nähe der Oberfläche der Elektroden" sein. Von dieser Temparatur hängt die spez. Leitfähigkeit

$$\lambda = \varepsilon \cdot (n_p \cdot v_p + n_n \cdot v_n)$$

ab, insofern sowohl die spez. Ionenzahl n wie die spez. Geschwindigkeit v (S. 253) eine Funktion der Temperatur und auch der Zusammensetzung des Gases ist. Der auf die Gasschicht von einer Elektrode kommende Spannungsabfall ist unter sonst gleichen Umständen um so grösser, je kleiner λ bei der niedrigen Temperatur und je dicker diese Schicht niedrigerer Temperatur ist. Lediglich um dies zu zeigen, habe ich die von Marx gefundenen Kurven reproduziert, ohne mich mit der theoretischen Auffassung Marx' zu identifizieren. Ich habe vielmehr von je den Standpunkt des Herrn Starke bezüglich des Einflusses der „Elektrodentemperatur" eingenommen. Weil ich den Fall, dass eine Elektrode ausserhalb der Flamme sich befindet, für kompliziert hielt, habe ich auf S. 253 und 414 auf eine eingehende Besprechung der einschlägigen Versuche verzichtet.

In einer früheren Mitteilung (Ann. d. Phys. **5**, 98, 1901) habe ich die Frage aufgeworfen, ob die Poissonsche Gleichung $\frac{d^2 V}{dx^2} = -4\pi\varrho$ auf elektrisch durchströmte Leiter von räumlich variabler Leitfähigkeit anwendbar sei. Für diesen Fall ist die Poissonsche Gleichung nicht abgeleitet worden. Und es schien mir darum notwendig, dass ihre Anwendbarkeit auf diesen neuen Fall erst bewiesen werden müsste. Es muss gezeigt werden, dass jene Gleichung auch für den Fall zweier entgegengesetzter Ströme von positiver und negativer Elektrizität bei räumlicher Variation der Leitfähigkeit

[1]) H. A. Wilson, Phil. Trans. **192**, 499, 1899.
[2]) G. Moreau, Ann. Chim. et Phys. **30**, 5, 1903.

anwendbar ist. Es muss die Richtigkeit der Gleichung nachgewiesen werden:

$$\frac{d^2V}{dx^2} = -4\pi \cdot [j_p | v_p \cdot F - j_n | v_n \cdot F] \,,$$

wo $\lambda(x) = \varepsilon \cdot (n_p \cdot v_p + n_n \cdot v_n)$ und $F = -\frac{dV}{dx} + e_i$ ist (e_i innere Triebkraft). Da Herr Starke die Anwendbarkeit der Poissonschen Gleichung mit grossem Nachdruck bejaht, so glaube ich annehmen zu dürfen, dass ihm der hier geforderte Nachweis gelungen ist und in seiner ausführlichen Abhandlung enthalten sein wird. Ich habe demgemäss die Poissonsche Gleichung oben in § 1 auch bereits angewendet. Übrigens habe ich in dem Fall, für welchen ich die Gültigkeit dieser Gleichung bezweifelte, nicht eine räumliche Variation von v_p und v_n und j_p und j_n angenommen, wie Herr Starke stillschweigend für diesen Fall thut, um das Auftreten einer inneren Ladung auch für diesen Fall plausibel zu machen.

Göttingen, Dezember 1903.

(Eingegangen 23. Dezember 1903.)

BESPRECHUNGEN.

T. Christen, Das Gesetz der Translation des Wassers in regelmässigen Kanälen, Flüssen und Röhren. gr. 8. VII u. 168 S. m. 1 Tab. u. 1 lith. Tafel. Leipzig, W. Engelmann. 1903. M. 5,—

Die Monographie Christens basiert auf gründlichem Studium der bisherigen zahlreichen Versuche über die Wasserbewegung und der daraus abgeleiteten Formeln, worüber eine historische Einleitung Auskunft giebt. Danach geht der Verfasser, vorwiegend auf Grund der Versuche von Bazin, zur Aufstellung einer neuen Formel über, welche er das Fundamentalgesetz der Wasserbewegung nennt. Dieselbe lautet für die mittlere Stromgeschwindigkeit v in einem Kanal von der Breite B, dem Gefälle J und der stationären Durchflussmenge Q

$$v = \frac{k}{\sqrt[4]{B}} \sqrt[3]{Q \cdot J},$$

worin der Koeffizient k von der Rauhigkeit der Wandung abhängt. Der Verfasser findet, dass diese Formel nicht nur die Bewegung von Kanälen mit rechteckigem Querschnitt wiedergiebt, sondern auch auf unregelmässige Flussprofile passt; er wendet sie schliesslich sogar auf kreisförmige Röhren an. Darauf geht er zur Untersuchung der Geschwindigkeitsverteilung im Querprofil des Wasserstromes über, für welche er ebenfalls empirische Formeln aufstellt. Bei dieser Gelegenheit werden die Versuche von Osb. Reynolds diskutiert, der für die Strömung in Röhren kritische Geschwindigkeiten festgestellt hatte, bei deren Überschreiten die vorher parallele Bewegung der Wasserteilchen sich in eine turbulente auflöste. Auf die Nichtübereinstimmung der Erfahrungsresultate mit den Rechnungsergebnissen der theoretischen Hydrodynamik wird öfters mit dem Wunsche hingewiesen, dass das vorliegende Material zu neuen hydrodynamischen Studien Anlass bieten möge. Referent kann sich diesem Wunsche nur anschliessen und die Schrift von Christen darum allen denen warm zum Studium empfehlen, welche sich für das Zusammenwirken der Hydrodynamik und der technischen Hydraulik interessieren. Für die Praktiker des letzteren Gebietes, insbesondere für die Wasserbautechniker sind die Resultate Christens auf jeden Fall von grossem Werte.

H. Lorenz.

(Eingegangen 17. November 1903.)

Bunseniana. Eine Sammlung von humoristischen Geschichten aus dem Leben von Robert Bunsen nebst einem Anhang von Pfälzischen Lyceumsanekdoten. Dargestellt von Einem, der vieles miterlebt und das übrige aus guten Quellen geschöpft hat. gr. 8. IV u. 39 S. Heidelberg, C. Winter. 1904. M. —,80.

Es ist eine ganz natürliche Erscheinung, dass eine so grosse und charakteristische Persönlichkeit wie Bunsen der geschäftigen Fama reichlichen Stoff bot, und dass schon zu seinen Lebzeiten üppige Schlingpflanzen der Mythe um ihn emporschossen. Dass es an und für sich nur dankenswert ist, wenn man in getreuer und pietätvoller Weise charakteristische Züge aus dem Privatleben grosser Männer sammelt und erhält, die das Bild des sonst nur aus seiner ernsten Lebensarbeit Bekannten wirkungsvoll vervollständigen, bedarf kaum der Erwähnung. Leider hat der Referent jedoch hier die deutliche Empfindung, dass es sich um etwas anderes handelt als darum, Bunsen als Original der Vergessenheit zu entreissen und vor grotesker Entstellung zu bewahren. Vielmehr kann sich der Referent nicht des Eindruckes erwehren, dass hier schon durch die von dem anonymen Verfasser gegebenen Erläuterungen der Bunsenanekdoten eine gewaltsame Verzerrung des Thatsächlichen resultiert. Dass an 24 Seiten Bunsenanekdoten sich 12 Seiten voll der plattesten Witze auf Kosten pfälzischer Schuldespoten anschliessen, verstärkt den Eindruck, dass es dem Verfasser mehr auf die guten oder

schlechten Witze als auf die Persönlichkeit Bunsens ankam, die in dem einzigen auf dem Umschlag befindlichen Titelwort „Bunseniana" mehr als Aushängeschild benutzt wird.

Dass Bunsen, namentlich in seinen alten Tagen, ein Original war, ist bekannt genug, und der Referent hatte mehr als einmal Gelegenheit, aus dem Munde begeisterter Schüler des grossen Mannes Anekdoten über dessen Eigentümlichkeiten erzählen zu hören (so dass ihm der Inhalt der wirklichen Bunseniana durchaus nicht völlig neu war), aber er hegt die grössten Zweifel darüber, dass viele Schüler Bunsens an einer solchen Darstellung seiner Eigentümlichkeiten Gefallen finden werden.

Emil Bose.

(Eingegangen 20. November 1903.)

G. Mie, Die neueren Forschungen über Ionen und Elektronen. gr. 8. 40 S. m. 4 Abb. Sammlung elektrotechnischer Vorträge. IV. Bd. 2. Heft. Stuttgart, Ferdinand Enke. 1903. M. 1,20.

Das Buch enthält drei populärwissenschaftliche Vorträge, in denen in klarer, möglichst elementar gehaltener Form die moderne Elektrizitätstheorie, die Ionen- und Elektronenlehre, entwickelt wird. Im ersten Vortrage giebt der Verfasser an der Hand mehrerer Beispiele aus der Akustik und Mechanik ein Bild von der Beschaffenheit des Äthers, der „nichtgreifbaren Materie", und seiner Wirkungsweise auf die greifbare Materie. Der zweite Vortrag behandelt die Ionentheorie, zunächst bei der elektrischen Leitung in Flüssigkeiten, sodann bei der in Luft, wobei die einschlägigen Versuche besonders von Thomson und Elster und Geitel eingehend besprochen werden. Verfasser zeigt dann, wie sich auf der Ionentheorie die Elektronentheorie aufbaut, die den Inhalt des 3. Vortrages bildet, der also die elektrische Entladung in verdünnten Gasen, die Kathoden- und Kanalstrahlung umfasst.

M. Reich.

(Eingegangen 19. November 1903.)

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Ernannt wurden der Privatdozent für Chemie an der Universität Kiel, Dr. phil. Ludwig Berend, zum a. o. Professor daselbst, Dr. phil. Paul Spies an der königl. Kriegsakademie zum Professor der Physik an der königl. Akademie in Posen, der a. o. Professor H. Berg zum Professor für Maschineningenieurfächer an der Technischen Hochschule in Stuttgart, der Privatdozent für Chemie und Abteilungsvorsteher an der chemischen Anstalt der Universität Bonn, Professor Dr. phil. Eberhard Rimbach, zum a. o. Professor, der Oberingenieur W. Wendelin in Wien zum o. Professor der Elektrotechnik und technischen Mechanik an der Bergakademie in Leoben, Dr. Frederik Carl Mulertz Strömer zum ö. o. Professor für Mathematik an der Universität Christiania (dem früheren Lehrstuhl C. A. Bjerkness), der kommissarische Abteilungsvorsteher im Chemischen Institut der Universität zu Bonn, Professor Dr. Georg Frerichs zum a. o. Professor.

An der Berliner Universität habilitierte sich der Professor der Physik an der Landwirtschaftlichen Hochschule, Dr. Richard Börnstein, als Privatdozent für Meteorologie, an der Universität Bern Dr. Fritz Ephraim für anorganische Chemie, an der Universität Leipzig Dr. phil. Karl Schall, bisher an der Universität Zürich, als Privatdozent für Chemie.

Der Professor der Astronomie an der Universität Königsberg Hermann Struve erhielt einen Ruf als Professor der Astronomie und Direktor der Sternwarte in Berlin an Stelle des Professor Dr. Wilhelm Försters, der am 1. Oktober 1903 in den Ruhestand trat.

Der Amanuensis an der Technischen Hochschule in Wien, Privatdozent Dr. Robert Freiherr Daublebsky v. Sterneck, wurde mit der Substituierung der Lehrkanzel für Mathematik an der Universität Czernowitz betraut. Die Vorlesungen über „Nahrungsmittelchemie" in Bonn sind dem mit Beginn des laufenden Winterhalbjahrs von Königsberg dorthin versetzten Professor Dr. Karl Kippenberger übertragen worden.

Der Titel Professor wurde dem Dozenten für Maschineningenieurwesen an der Technischen Hochschule in Aachen R. Lutz, dem Privatdozenten für allgemeine und angewandte Elektrochemie an der deutschen Technischen Hochschule in Brünn, Dr. phil. Carl Frenzel und dem Privatdozenten für Chemie an der chemisch-technischen und elektrochemischen Anstalt an der Technischen Hochschule zu Darmstadt Dr. Bernhard Neumann verliehen.

Der o. Professor des Maschinenbaues an der Technischen Hochschule in Darmstadt, Max Gutermuth, ist zum Geh. Baurat, der o. Honorar-Professor der Mathematik an der Universität Jena, Gottlob Frege zum Hofrat ernannt worden.

Zu Mitgliedern des bayerischen Maximiliansordens, Abteilung für Wissenschaft, wurden der Prof. der Physik Abbe-Jena und der Professor der Mathematik Neumann-Leipzig ernannt.

Dem Professor Dr. Rudel-Nürnberg ist wegen seiner verdienstvollen klimatologischen Arbeiten von der bayerischen Akademie der Wissenschaften in München die silberne Akademie-Medaille bene merenti verliehen worden.

Die Akademie der Wissenschaften zu Paris hat den Physiker der Berliner königlichen Sternwarte, Professor Dr. Eugen Goldstein, durch Zuerkennung eines Preises für seine physikalischen Entdeckungen und den Professor der Mathematik D. Hilbert-Göttingen durch Zuerkennung des Poncelet-Preises für hervorragende Arbeiten auf dem Gebiete der Geometrie geehrt.

Professor Curie-Paris hat das ihm verliehene Ehrenlegionkreuz abgelehnt, weil er nicht allein für die Radium-Entdeckung ausgezeichnet sein will, an der seine Gattin den gleichen Anteil hat.

Die italienischen Chemiker planen für Professor Ugo Schiff-Florenz, der im April 1904 seinen 70. Geburtstag feiert und der 40 Jahre lang in Italien als Forscher und Lehrer gewirkt hat, eine würdige Ehrung. Alle Bekannte, Freunde und Fachgenossen, die sich an dieser Ehrung zu beteiligen wünschen, wollen sich an Dott. Guido Bargioni-Florenz, Via Aretina 111, wenden.

Gestorben ist der o. Professor der Mathematik an der Universität Marburg, A. Edmund Hess, der frühere Privatdozent für chemische Technologie an der Technischen Hochschule zu Darmstadt, Dr. phil. Christian Heinzerling in Frankfurt a. M., der Professor der Chemie Vincenzo Rodella-Novara beim Experimentieren mit Blausäure.

Berichtigung.

In der vorläufigen Mitteilung „Über geschichtete Entladung im Wasserstoff bei Atmosphärendruck" (in dieser Zeitschrift **4**, 871, 1903) sind in den Figuren 2—10 einige der Photographien vertauscht; auch lassen die Abbildungen selbst sehr wenig von den Schichten erkennen. Den Herren Interessenten stelle ich gern Kontaktkopien zur Verfügung.

Carl Stuchtey.

Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr. H. Th. Simon in Göttingen. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.